ORSAY
Série A
N° d'ordre

177

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard WAAST

UTILISATION DE L'IMPLANTATION IONIQUE POUR LA REALISATION DE DETECTEURS DE RAYONNEMENTS A SEMI-CONDUCTEURS

APPLICATION AUX DETECTEURS A LOCALISATION

Soutenue le 13 décembre 1972, devant la Commission d'Examen

MM. F. BERTEIN — Président

G. FOURNET
J. THIRION — Examinateurs

ORSAY
Série A
N° d'ordre

177

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Bernard WAAST

UTILISATION DE L'IMPLANTATION IONIQUE POUR LA REALISATION DE DETECTEURS DE RAYONNEMENTS A SEMI-CONDUCTEURS

APPLICATION AUX DETECTEURS A LOCALISATION

Soutenue le 13 décembre 1972, devant la Commission d'Examen

MM.	F. BERTEIN	Président
	G. FOURNET J. THIRION	Examinateurs

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Remerciements

Je prie Monsieur le Professeur F. BERTEIN qui m'a fait l'honneur de présider ce jury, de recevoir l'expression de ma gratitude.

Je présente mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur G. Fournet qui a bien voulu prendre connaissance régulièrement des travaux exposés ici, et m'a éclairé de ses conseils.

J'assure de ma profonde reconnaissance Monsieur J. Thirion, Chef du Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie de Saclay. Il a fourni le sujet de cet ouvrage et a bien voulu m'accorder toutes facilités pour effectuer ce travail dans son Service.

Je remercie tout particulièrement Madame A. Garin d'avoir bien voulu me faire profiter de son expérience et de ses conseils pendant tout le temps que j'ai passé dans son Laboratoire.

Qu'il me soit donné également d'exprimer ma reconnaissance à tout le personnel du Laboratoire de Jonctions du Cyclotron : Monsieur C. Chianelli, Monsieur P. Ageron, Mademoiselle E. Boissin, Madame D. Lefranc, Madame P. Petit et Monsieur J.P. Robert n'ont cessé de m'apporter leur aide.

Je n'oublierai pas de remercier les ingénieurs et techniciens du Centre de Spectrométrie de Masse d'Orsay, en particulier Monsieur J. Chaumont, sans lesquels ces travaux n'auraient pas été possibles. Cela s'adresse également à toutes les personnes qui ont apporté leur participation, et spécialement Monsieur M. Oria et Monsieur Vergnes.

Enfin, j'exprime ma sincère gratitude à Madame P. Gugenberger et son groupe, qui ont assuré la mise en page et la présentation définitive de cet ouvrage.

Table des matières

INTRODUCTION 1

Chapitre I - GENERALITES SUR LES MESURES EN PHYSIQUE NUCLEAIRE . 2

I. MESURES SUR LES RAYONNEMENTS IONISANTS 2

I.1 Etudes réalisées sur les rayonnements 2

I.2 Méthodes de mesures utilisées 2

II. FONCTIONNEMENT ET EMPLOI DES DETECTEURS 7

II.1 Caractéristiques des détecteurs 7

II.2 Les détecteurs à semi-conducteurs 11

II.3 Utilisation des détecteurs 15

Chapitre II - CARACTERISTIQUES DES DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS 18

I. PROPRIETES DES JONCTIONS PN POLARISEES EN INVERSE 18

I.1 Propriétés d'une jonction PN abrupte 18

I.2 Mécanisme de collection des charges 23

II. LES DIFFERENTS TYPES DE DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS 29

II.1 Les détecteurs à barrière de surface 29

II.2 Les détecteurs N^+P diffusés 31

II.3 Les détecteurs NIP diffusés et migrés au lithium 31

II.4 Les détecteurs à localisation 35

III. ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX DETECTEURS DE PARTICULES 37

III.1 Le préamplificateur de charge 37

III.2 L'amplificateur 38

III.3 Le sélecteur d'amplitude et la mémoire 38

IV. NOTIONS SUR LES BRUITS DANS LES DETECTEURS ET L'ELECTRONIQUE ASSOCIEE 39

IV.1 Bruit dans les systèmes de détection 39

IV.2 Nécessité de la mise en forme des signaux 40

V. EVOLUTION ATTENDUE POUR LES DETECTEURS 41

V.1 Grandes épaisseurs sensibles 41

V.2 Localisation de l'impact des particules 41

Chapitre III - CARACTERISTIQUES DE L'IMPLANTATION IONIQUE 43

I. RALENTISSEMENT D'IONS LOURDS DE FAIBLE ENERGIE DANS UNE CIBLE 44

I.1 Potentiel d'intégration entre atomes 44

I.2 Expression des pertes d'énergie 45

II. FORMATION DE DEFAUTS DANS LA CIBLE 49

II.1 Nombre de défauts créés 49

II.2 Répartition spatiale des défauts 50

II.3 Déplacements des défauts et propriétés électriques .. 50

II.4 Elimination des défauts par recuit 51

II.5 Cas des ions canalisés 52

III. AVANTAGES DE L'IMPLANTATION IONIQUE 53

Chapitre IV - APPAREILLAGE UTILISE POUR L'IMPLANTATION 54

I. DESCRIPTION DE L'APPAREIL 54

I.1 La source d'ions et l'optique d'extraction 54

I.2 Analyse magnétique du faisceau de la source 55

I.3 Système de balayage et caisson d'implantation 57

I.4 Système de pompage 57

I.5 Limites actuelles de l'appareil 57

II. DISPOSITIONS PRISES POUR L'IMPLANTATION 58

II.1 Balayage du faisceau 59

II.2 Système de collection 60

Chapitre V - DETECTEURS REALISES PAR IMPLANTATION D'IONS LITHIUM DANS DU SILICIUM 62

I. IMPLANTATION D'IONS LITHIUM DANS DU SILICIUM DE TYPE P 62

I.1 Comportement des ions lithium dans le silicium 62

I.2 Impératifs technologiques 63

I.3 Technologie des détecteurs NP 64

I.4 Caractéristiques électriques de la diode 65

I.5 Répartition des ions lithium dans le silicium 65

I.6 Evaluation de la fenêtre d'entrée 66

I.7 Caractéristiques de détection 67

II. IMPLANTATION DE LITHIUM DANS DU SILICIUM INTRINSEQUE 67

II.1 Technologie 67

II.2 Caractéristiques électriques 68

II.3 Mesure de la fenêtre avec des particules α 68

II.4 Caractéristiques de détection 69

Chapitre VI - REALISATION DE CONTACTS PAR IMPLANTATION D'IONS BORE ET PHOSPHORE DANS DU SILICIUM 70

I. GRANDEURS CARACTERISTIQUES DES CONTACTS IMPLANTES 70

I.1 Définition des différentes grandeurs 70

I.2 Mesure par la méthode des quatre pointes de la résistance d'un contact implanté 74

I.3 Mesures de résistance par pont alternatif 75

II. IMPLANTATION D'IONS PHOSPHORE 77

II.1 Préparation des échantillons 77

II.2 Variations de la résistance d'un contact avec la dose implantée et la température de recuit 77

II.3 Variations de la résistance d'un contact avec l'énergie des ions implantés 81

II.4 Etude de l'implantation d'ions phosphore dans du silicium à travers une couche d'aluminium 82

III. IMPLANTATION D'IONS BORE 85

Chapitre VII - DETECTEURS A LOCALISATION 88

I. CONSTITUTION DU DETECTEUR 88

II. ETABLISSEMENT DU MODELE D'UN DETECTEUR A LOCALISATION 89

II.1 Equation du détecteur 89

II.2 Mécanisme de collection des porteurs 98

II.3 Résolution de l'équation du détecteur 100

II.4 Variation en fonction du temps des charges amenées à l'entrée des préamplificateurs 109

II.5 Influence de l'électronique associée au détecteur 115

II.6 Influence des divers éléments sur la résolution du détecteur 121

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX 124

III.1 Technologie des détecteurs 124

III.2 Méthode de test des détecteurs 128

III.3 Résultats expérimentaux 131

ANNEXE I 144

ANNEXE II 148

REFERENCES 151

Nous avons adopté la technique de l'implantation d'ions pour doper des semi-conducteurs. Cela nous a permis de fabriquer des détecteurs de particules chargées à semi-conducteurs de performances intéressantes.

Après avoir expliqué l'intérêt des détecteurs à semi-conducteurs pour les mesures en physique nucléaire, nous exposons leurs principes de fonctionnement et les technologies employées pour leur réalisation dans notre laboratoire. Puis nous présentons les données de base sur l'implantation ionique.

Après la description de l'appareillage que nous avons utilisé, nous montrons comment nous avons appliqué l'implantation à la réalisation des détecteurs :

- détecteurs de grande épaisseur (plusieurs millimètres) ayant une fenêtre d'entrée de quelques microns, obtenus par implantation d'ions lithium dans du silicium.

- contacts résistants créés par implantation d'ions bore ou phosphore dans du silicium.

- utilisation des contacts résistants pour réaliser des détecteurs à localisation. Nous analysons d'abord le fonctionnement de ces détecteurs à partir d'un modèle mathématique, puis nous donnons de nombreux exemples de réalisations pratiques.

Chapitre I

GENERALITES SUR LES MESURES EN PHYSIQUE NUCLEAIRE.

I. MESURES SUR LES RAYONNEMENTS IONISANTS :

I.1 ETUDES REALISEES SUR LES RAYONNEMENTS :

Les physiciens étudient les particules chargées libérées lors de réactions nucléaires. Pour les expériences, ils utilisent des faisceaux d'ions accélérés frappant des cibles de nature et d'épaisseur connues. Les cibles émettent des particules chargées dont les mesures doivent préciser :

- l'énergie,
- la nature,
- la répartition spatiale.

Les ions accélérés utilisés dans ces expériences sont des protons, des deutons, des tritons, des alphas ou des ions lourds. Leur énergie est variable suivant les machines utilisées pour l'accélération : protons de 7 MeV et ions lourds multichargés de 50 MeV au Tandem de Saclay ; protons de 28 MeV au cyclotron de Saclay ; protons de 60 MeV au cyclotron de Grenoble et 1 GeV au synchrocyclotron Saturne.

I.2 METHODES DE MESURES UTILISEES :

a. Mesure de l'énergie d'un rayonnement ionisant :

Pour mesurer l'énergie d'une particule chargée, on freine cette particule dans un détecteur. Ce dernier produit un signal proportionnel à l'énergie qu'il a reçue pendant le freinage.

Nous étudierons d'abord le ralentissement d'une particule dans une cible, le détecteur pouvant être considéré comme une cible placée sur le trajet du rayonnement à étudier. Les mécanismes mis en jeu pour ce ralentissement sont différents suivant qu'il s'agit d'une particule lourde (proton, deuton, ...) ou légère. Nous envisagerons successivement les deux cas.

α - Freinage des particules lourdes (protons, deutons, ...)

Le ralentissement des particules lourdes met en jeu trois mécanismes :

- collisions avec les électrons des atomes de la cible ;
- collisions avec les noyaux des atomes de la cible ;
- échange de charges entre la particule incidente et les atomes de la cible.

Chacun de ces trois modes de perte d'énergie a plus ou moins d'importance suivant la vitesse de la particule incidente. Appelons v cette vitesse ; E et Z_1 sont respectivement l'énergie cinétique et le numéro atomique de la particule ; v_0 est la vitesse des électrons périphériques des atomes de la cible.

- Cas des particules incidentes de grande vitesse :

quand $v > v_0 \, Z_1^{2/3}$, le freinage par collisions avec les électrons de la cible est prédominant. Il donne, à 10^{-3} près, la perte d'énergie totale de la particule incidente. En considérant ce seul mode de freinage, Bethe a calculé la perte d'énergie par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$:

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi Z_1^2 \, q^4 N Z_2}{m_0 v^2} \, \mathrm{Log} \left[\frac{2 m_0 v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{C_K}{Z_2} \right] \qquad (1)$$

Dans cette formule :

- m_0 et q sont la masse et la valeur absolue de la charge de l'électron.
- Z_1 et Z_2 sont les numéros atomiques de la particule incidente et des atomes de la cible.
- β est le rapport de la vitesse de la particule à la vitesse de la lumière.

- I est appelé énergie d'ionisation de la cible. C'est une donnée expérimentale (I = 164 eV pour le silicium).

- N est le nombre d'atomes par cm^3 de la cible.

- C_K est un terme correctif pour les particules lentes, c'est-à-dire dont la vitesse est voisine de $v_0 Z_1^{2/3}$.

Le matériau de la cible intervient dans cette formule par N, Z_2 et I. La perte d'énergie par unité de longueur est plus grande pour une particule freinée dans un solide que pour la même particule freinée dans un gaz, car la valeur de N est plus grande dans le premier cas. De même, la perte d'énergie d'une particule par unité de longueur dans différents matériaux solides augmente avec leur numéro atomique Z_2.

L'intégration de la formule de Bethe permet de calculer l'énergie perdue par une particule dans une cible d'épaisseur R. De même, elle permet de connaître l'épaisseur de la cible nécessaire pour arrêter une particule d'énergie donnée.

Ces résultats sont disponibles sous forme de tables pour des cibles de natures variées [1]. Les particules incidentes sont des protons, des deutons, des tritons et des alphas dont l'énergie initiale est supérieure ou égale à 0,5 MeV. Les tables fournissent la plupart des données nécessaires aux physiciens travaillant avec des accélérateurs de particules.

- Cas des particules incidentes de faible vitesse :

quand $v \leqslant v_0 Z_1^{2/3}$, on doit ajouter, aux pertes d'énergie par collisions électroniques, celles qui viennent des collisions nucléaires et des échanges de charge. La théorie de Lindhard permet une analyse complète du ralentissement des particules lentes. Nous ne la citerons qu'au chapitre III, en l'appliquant au ralentissement d'ions lourds (bore, phosphore, lithium) d'une vingtaine de keV dans des cibles de silicium.

β - Freinage des particules légères (électrons) :

Le freinage des électrons dans une cible met en jeu deux mécanismes :

- collisions avec les électrons des atomes de la cible,
- émission de rayonnements de freinage.

La perte d'énergie par unité de longueur due aux collisions avec les électrons de la cible est donnée par la formule :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{2\pi q^4 N Z_2}{m_0 v^2} \left[\text{Log} \frac{m_0 v^2 E}{2(1-\beta^2) I^2} + f(\beta) \right]$$

où les notations sont les mêmes que précédemment. $f(\beta)$ est un terme correctif de faible valeur.

La nature du matériau de la cible intervient, comme dans la formule de Bethe, par N, Z_2 et I. Quand la vitesse des électrons est faible, on a $\beta \simeq 0$ et cette formule devient presque semblable à la formule de Bethe :

$$\frac{dE}{dx} \neq \frac{4\pi q^4 N Z_2}{m_0 v^2} \text{Log} \frac{E}{I} .$$

Les différences entre les deux expressions viennent de la différence de nature entre les électrons et les particules chargées lourdes.

La perte d'énergie par émission de rayonnements de freinage est importante pour des électrons rapides ayant une énergie de quelques $m_0 c^2$. Elle s'écrit :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = - \frac{N Z_2 (Z_2+1) E}{137} \left(\frac{q^2}{m_0 c^2}\right)^2 \left[4 \text{Log}\left(\frac{2E}{m_0 c^2}\right) - \frac{4}{3} \right]$$

Comme dans le cas des particules chargées lourdes, il existe des courbes donnant le parcours des électrons dans des cibles de natures variées.

b. Méthodes permettant la discrimination des particules [2]:

Nous décrirons trois méthodes permettant de préciser la nature d'une particule lourde à l'aide d'un ensemble de détecteurs. Chacune associe deux mesures différentes sur la particule à analyser.

α - Utilisation d'un "télescope" de détecteurs [3].

Sur le trajet de la particule à analyser, on place deux détecteurs l'un à la suite de l'autre. L'un a une épaisseur Δx : la particule lui cède une énergie ΔE. Le deuxième a une épaisseur suffisante pour freiner complètement la particule, qui lui cède une énergie $E - \Delta E$. La somme des signaux des deux détecteurs indique l'énergie E de la particule incidente. L'ensemble des deux détecteurs constitue le "télescope".

Le freinage de la particule dans les détecteurs est décrit par la formule de Bethe :

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi Z_1^2 q^4 N Z_2}{m_0 v^2} \left[\text{Log} \frac{2 m_0 v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{C_K}{Z_2} \right] \qquad (1)$$

Le terme entre crochets a des variations lentes avec v. Quand la perte d'énergie de la particule incidente est faible, on considère que :

$$\frac{dE}{dx} \# - \alpha \frac{Z_1^2 M_1}{E} \quad \text{avec } E \# \frac{1}{2} M_1 v^2 .$$

On suppose de plus que l'épaisseur Δx du premier détecteur est faible : on considère que la perte d'énergie d'une particule par unité de longueur est constante sur le parcours Δx. On a donc :

$$E \times \frac{\Delta E}{\Delta x} \# E \times \frac{dE}{dx} \# - \alpha Z_1^2 M_1 .$$

Connaissant E, ΔE, Δx, et le coefficient de proportionnalité α, on peut calculer le produit $Z_1^2 M_1$. Il est caractéristique d'une particule donnée, d'où une possibilité de discriminer les particules.

β - Déviation des particules à analyser dans un champ magnétique :

Les rayons des trajectoires suivies par des particules dans un champ magnétique dépendent de leur quantité de mouvement et de leur charge. On mesure les rayons en localisant les points d'impact des particules dans le plan focal de l'aimant. On mesure de plus l'énergie des particules à analyser. La discrimination devient possible en utilisant les résultats de ces deux mesures.

σ - Mesures de temps de vol :

On peut différencier des particules en mesurant leur énergie et leur vitesse. La mesure de la vitesse est donnée par celle du temps de trajet sur une longueur connue.

c. Détermination de la répartition spatiale des particules :

Elle consiste à déterminer les trajectoires des particules. Hors de tout champ électrique ou magnétique, dans le vide, ces trajectoires sont des droites. Il suffit d'en connaître deux points : on localise donc les intersections des trajectoires avec des surfaces convenablement choisies.

d. Différents types de détecteurs nécessaires :

La discrimination de particules se fait à partir de mesures d'énergie, où à partir de mesures d'énergie et de mesures de position.

Les expériences de physique nucléaire ne nécessitent donc que deux types de détecteurs :

- des détecteurs d'énergie,
- des détecteurs de position.

Nous examinerons maintenant le principe de ces détecteurs.

II. FONCTIONNEMENT ET EMPLOI DES DETECTEURS :

II.1 CARACTERISTIQUES DES DETECTEURS :

a. Principe de fonctionnement :

Une particule freinée dans un détecteur lui cède l'énergie cinétique qu'elle perd. Une fraction de cette énergie produit le signal utile. Le reste accroît l'agitation dans le matériau du détecteur et n'est pas mesurable de façon simple.

Dans les plaques photographiques, les chambres à ionisation à gaz, les compteurs proportionnels et les détecteurs à semi-conducteurs, la particule incidente ionise le matériau du détecteur. Dans les plaques photographiques, l'ionisation provoque des transformations physiques définitives : les traces laissées dans les plaques sont relevées

optiquement après l'expérience. Dans les autres détecteurs, on applique un champ électrique à l'intérieur du matériau ; il draine vers des électrodes les ions positifs et négatifs créés ; on mesure alors la charge totale amenée sur les électrodes.

Dans les compteurs à scintillation, les particules à analyser excitent dans le cristal des vibrations lumineuses. Une cellule photoélectrique reçoit ces vibrations et émet des électrons ; un photomultiplicateur amplifie le signal délivré par la cellule.

b. Précision de la mesure donnée par un détecteur :

α - Amplitude du signal :

Les particules sont analysées séparément, au fur et à mesure de leur arrivée dans le détecteur. Soit E l'énergie qu'une particule cède au détecteur. Soit η l'énergie nécessaire pour libérer une charge par ionisation du matériau. L'amplitude du signal correspondant est proportionnelle au nombre N de charges libérées :

$$N = \frac{E}{\eta}$$

β - Précision de la mesure :

Si on mesure un grand nombre de fois le nombre d'ions libérés par des particules cédant une énergie E au détecteur, il apparaît des fluctuations statistiques dans les valeurs de ce nombre d'ions. La moyenne des mesures étant $\overline{N}$, la fonction de répartition des valeurs mesurées est une gaussienne centrée sur $\overline{N}$. L'écart quadratique moyen n_0 de cette fonction est défini par :

$$n_0^2 = \langle (N - \overline{N})^2 \rangle .$$

Si toute l'énergie qu'une particule cède au détecteur servait à l'ionisation, la fluctuation du nombre de charges créées serait nulle. Si la fraction d'énergie servant à l'ionisation était très faible, l'écart quadratique moyen sur le nombre de charges créées serait égal à n défini par :

$$n = \sqrt{\overline{N}} = \sqrt{\frac{E}{\eta}}$$

Le mécanisme réel est situé entre les deux précédents. L'écart quadratique moyen a une valeur intermédiaire entre 0 et $\sqrt{\overline{N}}$, caractérisée par le facteur de Fano F du matériau du détecteur [4]. F est défini par :

$$n_0^2 = F\, n^2 \qquad \text{avec} \qquad 0 < F < 1.$$

Quand on utilise le détecteur pour des mesures d'énergie, l'écart quadratique moyen des mesures de l'énergie E de particules s'écrit :

$$\sigma(E) = n_0 \eta = \sqrt{F.\frac{E}{\eta}} \times \eta = \sqrt{F\,\eta\,E}.$$

Il décroît avec l'énergie moyenne nécessaire à une ionisation dans le matériau.

σ - Définition de la résolution :

De façon générale, que la fonction de répartition des mesures soit gaussienne ou non, on appelle résolution d'un détecteur la largeur à mi-hauteur de cette fonction de répartition.

Si la fonction de répartition des mesures de E est une gaussienne centrée sur la valeur $\overline{E}$, elle a une valeur maximale en $E = \overline{E}$. Elle est égale à la moitié de ce maximum en deux points séparés par une distance $r = 2{,}35\ \sigma(E)$. La résolution en énergie du détecteur est alors $2{,}35\ \sigma(E)$.

- Définition de la fenêtre :

La fenêtre d'un détecteur est une zone que les particules traversent avant d'entrer dans la zone active du détecteur. Elles perdent de l'énergie dans cette zone sans qu'il apparaisse un signal proportionnel à cette perte d'énergie. Il faut donc rendre la fenêtre aussi mince que possible.

Dans une chambre à ionisation à gaz, la fenêtre est la paroi de la chambre. Dans un compteur à semi-conducteur, c'est une zone où il n'existe pas de champ électrique pour collecter les charges créées par ionisation.

c. Comparaison des divers détecteurs :

α - Comparaison des résolutions en énergie.

Considérons le cas du test des détecteurs avec les particules α de ^{241}Am (5,47 MeV).

Dans une chambre à ionisation à gaz (F = 0,6 ; η = 25 eV), les particules créent chacune 2,2 x 10^5 paires d'ions. L'écart quadratique moyen sur cette valeur est : 280 paires d'ions. L'amplification électronique du signal ajoute des bruits, si bien que l'écart quadratique moyen dans le signal amplifié équivaut à 400 paires d'ions. Cela correspond à une résolution en énergie de 23 keV.

Dans un détecteur à semi-conducteur (F = 0,3 ; η = 3,6 eV), le même rayonnement α libère 1,5 x 10^6 paires électron-trou. L'écart quadratique moyen sur ce nombre est 370. Les bruits ajoutés par l'amplification électronique étant négligeables, le détecteur a une résolution en énergie de 3,3 keV.

Les plaques photographiques également ont une très bonne résolution en énergie. Par contre, dans les mêmes conditions de test, un scintillateur donne une résolution de 50 keV.

β - Comparaison des volumes utiles :

Les chambres à ionisation à gaz peuvent avoir des sections droites de plusieurs dizaines de centimètres carrés. Leur épaisseur est limitée à quelques centimètres. La densité du matériau gazeux est faible et ne permet d'arrêter que des particules de basse énergie.

Les détecteurs à semi-conducteurs peuvent atteindre 10 cm^2 de surface et 2 cm d'épaisseur.

La surface des plaques photographiques peut être importante. Mais l'épaisseur d'une plaque est limitée à 2 mm environ.

ϖ - Comparaison des commodités d'utilisation :

Les détecteurs à semi-conducteurs sont les plus commodes à utiliser : ils donnent des signaux de grande amplitude et faciles à analyser. Ils sont compacts et le matériel nécessaire à leur mise en oeuvre est réduit.

II.2 LES DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS :

a. Justification de l'emploi des semi-conducteurs :

L'emploi de métaux ou d'isolants comme matériau de base des détecteurs solides conduirait à de mauvais résultats.

On doit mesurer le nombre de porteurs libres créés dans le matériau par une particule ionisante. Dans un métal, il y a beaucoup de porteurs libres à l'équilibre thermodynamique : la variation relative de leur nombre est donc très faible lors d'un événement d'ionisation. C'est pourquoi on n'utilise pas de métaux pour fabriquer des détecteurs.

Un matériau isolant a peu de porteurs libres à l'équilibre thermodynamique. Mais les isolants qu'on réalise comportent de nombreux centres de recombinaison des porteurs. Dans de tels matériaux, une partie des électrons et des trous créés par ionisation se sont recombinés avant d'être collectés sur les électrodes.

Le matériau d'un détecteur solide doit donc avoir deux propriétés :

- comporter peu de porteurs libres à l'équilibre thermodynamique,
- comporter peu de centres de piégeage.

A l'heure actuelle, seuls les cristaux de semi-conducteurs réunissent ces deux propriétés.

b. Méthode d'emploi des semi-conducteurs :

α - Bruit dû au courant dans un détecteur :

Le champ électrique qu'on applique dans le volume d'un matériau agit sur tous les porteurs libres : charges "hors équilibre" créées par un événement d'ionisation et porteurs mobiles dans le réseau à l'équilibre thermodynamique. Au déplacement de ces derniers correspond la circulation d'un courant i dans le détecteur. Le courant présente des fluctuations statistiques qu'on représente par l'action d'une source de courant de bruit. La valeur quadratique moyenne $i_{b_{eff}}$ des composantes du courant de bruit dans la bande de fréquence Δf est donnée par :

$$i_{b_{eff}}^2 = 2\, q\, i\, \Delta f.$$

On doit diminuer le courant circulant dans le détecteur pour la réduire.

Cherchons l'ordre de grandeur du courant dans un détecteur constitué par deux électrodes déposées sur un semi-conducteur de type P(fig. 1). Nous appelons W l'épaisseur du détecteur, ρ_p la résistivité du matériau, μ_n et μ_p la mobilité des électrons et des trous, τ la durée de vie des porteurs minoritaires. On applique entre les électrodes une tension V ; le champ électrique dans le détecteur est donc : $\mathcal{E} = \frac{V}{W}$. Les porteurs les plus longs à collecter sont les trous créés près de l'électrode positive ; le temps de collection correspondant s'écrit :

$$t_c = \frac{W}{v_p} = \frac{W}{\mu_p \mathcal{E}} = \frac{W^2}{\mu_p V} .$$

On estime que la recombinaison des porteurs est négligeable quand ce temps t_c est inférieur au dixième de la durée de vie τ. Cela impose une valeur minimale de la tension V :

$$V \geqslant \frac{10W^2}{\mu_p \tau}.$$

D'où la valeur du courant i dans le détecteur de surface S :

$$i = \frac{V}{R} = \frac{V}{\rho_p \frac{W}{S}} = \frac{VS}{\rho_p W} \geqslant \frac{10WS}{\rho_p \mu_p \tau} .$$

Ce courant est proportionnel au volume du détecteur.

Calculons-le pour : $\rho_p = 10^4$ x cm ; $\mu_p = 300$ cm^2.V^{-1}.s^{-1} ; $\tau = 1000$ µs ; on trouve : 3 mA/cm^{-3} de détecteur (soit 300 µA pour un détecteur d'un millimètre d'épaisseur et 1 cm^2 de surface). L'étude des bruits du chapitre II montre que cette valeur est prohibitive : elle amènerait des bruits formant 2% à 20% du signal utile, suivant le volume du détecteur et l'énergie des particules à mesurer.

On doit donc donner au détecteur à semi-conducteur une autre structure que celle qui vient d'être décrite.

β - Réalisation de contacts sur un semi-conducteur :

Il est difficile de réaliser des contacts ohmiques sur un matériau de forte résistivité. Considérons le détecteur décrit précédemment et supposons qu'il existe de petites zones de type N au voisinage du contact relié au pôle négatif de la source.

Examinons la collection des charges en excès dans le détecteur. Les électrons arrivent rapidement au contact positif, où ils disparaissent. Les trous, moins mobiles, forment une charge positive dans le détecteur dont ils élèvent localement le potentiel (les potentiels des contacts étant fixés par la source de polarisation) puis les trous disparaissent en atteignant le contact négatif. Cependant, après le temps de relaxation du matériau (de l'ordre de 1 ns pour du silicium de 1000Ω x cm), les zones N se trouvant près du contact négatif injectent des électrons dans le détecteur pour neutraliser l'excès de trous. Le champ électrique conduit certains de ces électrons au contact opposé : la charge amenée sur l'électrode positive est supérieure à la charge créée dans le détecteur par la particule ionisante.

Pour éviter ce mécanisme, il faut que le contact dont le potentiel est le plus faible soit de type P^+.

ϖ - Structure employée pour un détecteur :

On adopte pour les détecteurs une structure de diode P^+N polarisée en inverse. Ainsi, le courant de la diode est faible et joue peu sur la résolution du détecteur. Le mécanisme de multiplication des porteurs est impossible : le détecteur donne un signal proportionnel à l'énergie que lui cède une particule ionisante.

c. Aspects numériques de l'emploi des semi-conducteurs :

Certains auteurs ont utilisé des semi-conducteurs composés pour fabriquer des détecteurs. Cependant, la grande majorité des détecteurs à semi-conducteurs est réalisée avec des monocristaux de silicium ou de germanium. Nous nous limiterons donc à ces deux cas.

α - Caractéristiques physiques :

Le silicium est caractérisé par :

$Z = 14$; $M = 28$; $N = 4{,}96 \times 10^{22}$ at/cm^3 ; $\eta = 3{,}6$ eV

largeur de la bande interdite : 1,1 eV.

Pour le germanium :

$Z = 32$; $M = 74$; $N = 4,42 \times 10^{22}$ at/cm^3 ; $\eta = 2,7$ eV.
largeur de la bande interdite : 0,72 eV.

β - Pouvoir d'arrêt :

On réalise avec du silicium des détecteurs dont l'épaisseur maximale est 1 cm. Avec du germanium, cette épaisseur peut atteindre 2 cm. Les tables donnant le parcours des particules dans des cibles indiquent que :

- des particules α de 48 MeV et des protons de 12 MeV s'arrêtent dans 1 mm de silicium ; des α de 180 MeV et des protons de 44 MeV s'arrêtent dans 1 cm de ce même matériau.
- des particules α de 66 MeV et des protons de 16 MeV s'arrêtent dans 1 mm de germanium ; des α de 250 MeV et des protons de 60 MeV s'arrêtent dans 1 cm de ce semi-conducteur.

ϑ - Amplitude des signaux :

L'amplitude du signal d'un détecteur au germanium est plus grande que celle d'un détecteur au silicium. Leur rapport est l'inverse du rapport des énergies d'ionisation, soit $\frac{3,6}{2,7} = 1,33$.

δ - Facteur de Fano.

On a calculé et mesuré le facteur de Fano du silicium et du germanium. En particulier. Van Roosbroeck a calculé le facteur de Fano à partir de l'analyse statistique de la perte d'énergie d'une particule dans un semi-conducteur [4]. Ses calculs donnent :
$F = 0,28$ pour le silicium et $F = 0,36$ pour le germanium.

Les mesures du facteur de Fano sont particulièrement délicates. Aussi les valeurs expérimentales sont elles assez éloignées les unes des autres : elles varient entre 0,14 et 0,30 pour le silicium.

ε - Application au choix d'un semi-conducteur :

Les détecteurs au germanium ont deux inconvénients par rapport aux détecteurs au silicium :

- ils doivent être utilisés à la température de l'azote liquide, à cause de leur fort courant à température ambiante.

- ils sont d'une technologie plus compliquée.

Cependant, on a recours aux détecteurs au germanium dans deux cas :

- quand on recherche une très bonne résolution en énergie ;
- quand on doit arrêter dans le détecteur des particules de grande énergie (protons de plus de 44 MeV par exemple).

II.3 UTILISATION DES DETECTEURS :

a. Mesure des énergies :

Nous avons surtout évoqué cet aspect dans le paragraphe précédent. Les détecteurs décrits sont caractérisés par :

- l'amplitude de leur signal,
- leur résolution en énergie,
- leur fenêtre d'entrée,
- leur commodité d'utilisation.

Ces quatre points conduisent souvent à utiliser des détecteurs à semi-conducteurs.

b. Discrimination de particules :

La discrimination ne nécessite que des mesures d'énergie et des mesures de position, décrites au a) et au c).

c. Mesures de position :

La plupart des détecteurs décrits précédemment se prêtent à des mesures de position, parfois moyennant quelques modifications dans leur technologie.

α - Plaques photographiques :

Chaque particule ionisante laisse une trace dans la plaque photographique. Il suffit donc de repérer la position des divers impacts à l'aide d'un microscope (fig. 2). La précision de la localisation est de l'ordre du micron ; mais l'analyse des résultats d'expérience est très longue.

β - Caméras de détecteurs séparés :

On place des détecteurs d'énergie en différents points d'une surface de grandes dimensions, et on analyse séparément leurs signaux,

(fig. 3). La localisation ainsi obtenue est discrète et il y a de nombreux points de la surface qu'on ne peut pas explorer. Pour réduire les angles morts entre les détecteurs, on utilise parfois des détecteurs à plages, constitués par plusieurs diodes très proches réalisées sur un même cristal de semi-conducteur.

σ - Détecteurs utilisant la division des charges :

On a appliqué le principe de la division des charges aux détecteurs à semi-conducteurs [5] et aux compteurs proportionnels [6]. Le procédé permet une localisation continue dans une direction Ox des points d'impact des particules sur le compteur (fig. 4).

L'une des électrodes du compteur a une résistance constante par unité de longueur, $\frac{dR}{dx}$. Elle a une longueur L et une résistance $L \frac{dR}{dx}$. Elle est reliée à ses deux extrémités à des intégrateurs de courant. Quand une particule arrive dans le détecteur à l'abscisse X_0, les charges qu'elle créé dans le volume sont amenées sur les électrodes à cette même abscisse par le champ électrique interne.

La charge Q amenée sur l'électrode résistante se divise pour se diriger vers l'une ou l'autre extrémité. Nous montrerons au chapitre VII que la charge qui s'écoule vers l'extrémité (1) de l'électrode est :

$$Q_1 = Q \frac{R_2}{R_1+R_2} = Q \left(1 - \frac{X_0}{L}\right)$$

La charge qui s'écoule vers l'extrémité (2) de l'électrode est :

$$Q_2 = Q \frac{R_1}{R_1+R_2} = Q \frac{X_0}{L} .$$

Les charges Q_1 et Q_2 dépendent linéairement de l'énergie cédée au détecteur par la particule ionisante et de l'abscisse d'arrivée de la particule. La somme $Q_1 + Q_2$ dépend uniquement de l'énergie cédée.

δ- Détecteurs utilisant la mesure du temps de migration des porteurs [7].

Ces détecteurs sont des chambres d'ionisation à gaz de forme spéciale. Le champ électrique interne du détecteur est parallèle à

la direction Ox de la mesure. Une particule traversant le compteur à l'abscisse X_0 ionise le gaz et déclenche un signal rapide dans un scintillateur placé derrière le compteur. Le signal du scintillateur indique l'instant d'arrivée de la particule. On mesure alors le temps mis par les électrons pour atteindre l'électrode située au bout du compteur. On suppose que le champ électrique communique aux électrons une vitesse constante au cours de leur déplacement : on déduit de cette vitesse l'abscisse du point d'arrivée de la particule ionisante.

Cette étude des principes généraux des détecteurs nous a renseignés sur leurs fonctionnements respectifs. Elle nous a montré également l'attention particulière qu'il faut prêter aux détecteurs à semi-conducteurs du fait de leurs qualités multiples. Nous allons étudier plus en détail les propriétés et la technologie de ces détecteurs.

Chapitre II

CARACTERISTIQUES DES DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS.

Nous avons vu qu'on donne aux détecteurs à semi-conducteurs une structure de diode polarisée en inverse.

Nous devons d'abord évaluer certaines grandeurs caractéristiques de la diode : épaisseur de la zone désertée, champ électrique interne, courant en polarisation inverse, capacité de transition. L'expérience montre qu'on les calcule avec une précision suffisante en assimilant la diode à une jonction NP abrupte.

Nous décrirons ensuite les technologies de fabrication des détecteurs à semi-conducteurs.

Enfin, nous donnerons quelques notions sur l'électronique assurant l'amplification, le filtrage et la mise en mémoire des signaux issus des détecteurs.

I. PROPRIETES DES JONCTIONS PN POLARISEES EN INVERSE :

I.1. PROPRIETES D'UNE JONCTION PN ABRUPTE :

a. Hypothèses de calcul :

La diode est créée par la juxtaposition d'une zone N et d'une zone P dans le même cristal de semi-conducteur. Les impuretés de dopage de la zone N sont des éléments donneurs : les porteurs majoritaires dans cette zone sont des électrons. Les impuretés de dopage de la zone P sont des accepteurs, les porteurs majoritaires correspondants sont des trous. Nous supposons que les concentrations des ions donneurs et accepteurs sont constantes dans les zones N et P. La jonction est de surface S. Elle est plane et se trouve dans le plan x = 0 (fig. 5).

De part et d'autre du plan de jonction s'étend une zone de transition, où la concentration des porteurs libres est très inférieure à la concentration des ions fixes de dopage. Son épaisseur varie avec la tension de polarisation appliquée à la diode, et il y règne un champ électrique important.

Dans la zone de transition, la densité de charge $\rho(x)$ à l'abscisse x est donnée par :

$$\rho(x) = - q\left[n(x) - p(x) + N_A(x) - N_D(x)\right]$$

où $n(x)$, $p(x)$, $N_D(x)$ et $N_A(x)$ sont les concentrations des électrons, des trous et des ions de dopage à l'abscisse x, et - q la charge de l'électron. Pour résoudre l'équation de Poisson dans la zone de transition, nous supposons que :

- le potentiel électrostatique ne varie pas en dehors de la zone de transition;
- la concentration des porteurs libres est négligeable dans toute la zone de transition. La densité de charge est alors due aux seuls ions fixes, soit

$\rho(x) = + qN_D^+$ dans la zone dopée par des ions donneurs

$\rho(x) = - qN_A^-$ dans la zone dopée par des accepteurs.

Nous appelons $+ x_n$ et $- x_p$ les limites de la zone de transition dans les régions N et P, ψ le potentiel électrostatique dans la jonction, V la différence de potentiel appliquée entre la zone P et la zone N (la diode est polarisée en inverse quand $V < 0$) ; V_B est la hauteur de barrière. Nous pouvons maintenant résoudre l'équation de Poisson.

b. <u>Résolution de l'équation de Poisson</u> [8] :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = - \frac{qN_D^+}{\mathcal{E}} \quad \text{pour} \quad 0 \leqslant x \leqslant x_n$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{qN_A^-}{\mathcal{E}} \quad \text{pour} \quad - x_p \leqslant x \leqslant 0$$

$$\frac{d\psi}{dx} = 0 \quad \text{pour } x = x_n \text{ et } x = - x_p.$$

$$\psi(x_n) - \psi(-x_p) = V_B - V.$$

Par intégration :

$$\mathcal{E}(x) = \frac{qN_D^+ (x-x_n)}{\varepsilon} \quad \text{pour} \quad 0 \leqslant x \leqslant x_n$$

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_A^- (x+x_p)}{\varepsilon} \quad \text{pour} \quad -x_p \leqslant x \leqslant 0.$$

Le champ électrique maximal s'obtient en x = 0 :

$$\mathcal{E}_M = -\frac{qN_D^+ x_n}{\varepsilon} = -\frac{qN_A^- x_p}{\varepsilon}.$$

En intégrant une nouvelle fois :

$$V_B - V = \psi(x_n) - \psi(-x_p) = -0{,}5\ \mathcal{E}_M (x_n + x_p)$$

Avec $x_n + x_p = W$ (épaisseur de la zone de transition), on a :

$$\mathcal{E}_M = -\frac{2(V_B - V)}{W}$$

Hauteur de la barrière : $V_B = \Lambda \operatorname{Log} \frac{N_D^+ N_A^-}{n_i^2}$ avec $\Lambda = \frac{kT}{q}$; en pratique, on trouve $V_B = 0{,}3$ à $0{,}6$ volt pour les jonctions PN réalisées sur du silicium. L'épaisseur de la charge d'espace est donnée par :

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} (V_B - V) \left(\frac{1}{N_D^+} + \frac{1}{N_A^-}\right)}$$

Capacité de transition :

$$C_T = \frac{dQ_s}{dV} \quad \text{avec} \quad Q_s = qN_D^+ x_n S = qN_A^- x_p S$$

soit $$C_T = \sqrt{\frac{q\varepsilon}{2} \left(\frac{N_D^+ N_A^-}{N_D^+ + N_A^-}\right)} S (V_B - V)^{1/2}$$ d'où : $C_T = \frac{\varepsilon S}{W}$.

Cas d'une jonction N^+P : $(N_D \gg N_A)$

$x_p \gg x_n$ car $N_D^+ x_n = N_A^- x_p$; $W \# x_p$: la charge d'espace s'étend principalement dans la région P. Soit ρ_p la résistivité de ce matériau ; nous supposons que la polarisation négative V est très supérieure à 0,5 volt, d'où $V_B - V \# - V$. L'épaisseur de la charge d'espace est :

$$W \# \sqrt{- 2\varepsilon \mu_p \rho_p V}$$

Cas d'une jonction P^+N : $(N_A \gg N_D)$

$x_n \gg x_p$ et $W \# x_n$; la charge d'espace s'étend principalement dans la région N. Soit ρ_n la résistivité du matériau N. En supposant $-V \gg V_B$,

$$W \# \sqrt{-2\varepsilon \mu_p \rho_p V}$$

c. Evaluation du courant inverse de la jonction :

Ce courant a trois composantes :

- le courant de diffusion I_D,
- le courant de génération dans la barrière I_g,
- le courant de fuite en surface I_S.

α - Courant de diffusion :

Il vient de la diffusion dans la barrière des électrons de la région N et des trous de la région P. On appelle D_n et D_p les coefficients de diffusion des électrons et des trous ; τ_n et τ_p les durées de vie des porteurs minoritaires dans les régions N et P. On définit les longueurs de diffusion par : $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ et $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$. Avec ces données, Shockley a calculé le courant de diffusion I_D pour une jonction de surface S :

$$I_D = qS \left(\frac{D_n}{L_n} n_{Op} + \frac{D_p}{L_p} p_{On} \right) = qS \left(\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} n_{Op} + \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} p_{On} \right)$$

avec $n_{Op} = n_i^2 / N_A^-$ et $p_{On} = n_i^2 / N_D^+$.

Les régions les moins dopées et les régions de faible durée de vie des minoritaires contribuent principalement à ce courant.

Exemple : pour une jonction P^+N avec $\rho_n = 3000\ \Omega \times cm$ et $\tau_n = \tau_p = 1$ ms, on obtient $\frac{I_D}{S} = 4\ nA/cm^2$.

β - Courant de génération dans la barrière :

Dans la région de la charge d'espace, le champ électrique évacue immédiatement les porteurs créés par agitation thermique. Il en résulte un courant inverse dans la jonction. Caractérisons le centre de recombinaison le plus actif dans la zone de charge d'espace par n_1, p_1, τ_{n0} et τ_{p0} (nombre d'électrons et de trous qu'il piège et durée de ces états à l'équilibre thermodynamique). Pour une jonction de S cm^2 de surface et une charge d'espace d'épaisseur W, le courant de génération est [9] :

$$I_g = SWq \frac{n_i^2}{n_1 \tau_{p0} + p_1 \tau_{n0}}$$

Ce courant est proportionnel au volume de la zone de transition de la diode.

Exemple : on suppose qu'on a un piège profond pour lequel $n_1 = p_1 = n_i$ et $\tau_{p0} = \tau_{n0} = \tau$; d'où $I_g = SWq \frac{n_i}{2\tau}$; avec $S = 1\ cm^2$; $\rho_n = 3000 \Omega \times cm$, $V = 300$ volts, $\tau_{p0} = \tau_{n0} = 50\ \mu s$, on obtient $W = 480\ \mu$ et $I_g = 1,2\ \mu A$. Cette expression est en fait un majorant de I_g. Mais ce courant est beaucoup plus important que le courant de diffusion quand la charge d'espace a une épaisseur notable.

ϖ - Courants de fuite en surface :

Ils viennent des états de charge à la surface du semi-conducteur, qui modifient la concentration de porteurs libres des régions N et P dans leur voisinage [10], [11].

Considérons le cas d'une géométrie planar, avec des charges + en surface. La fig. 6a correspond à une diode P^+N. Les charges + provoquent une accumulation d'électrons dans la région N, et une diminution du nombre de trous dans la région P^+ : la charge d'espace s'agrandit dans la région P. La fig. 6b montre la même géométrie

quand les charges + en surface sont assez nombreuses pour créer une couche d'inversion en changeant le type de conductivité sur les bords de la région P^+. Dans ce cas, le nombre de porteurs libres dans la zone P^+ et la couche d'inversion étant très grands, la zone désertée qui les sépare est très étroite : le champ électrique élevé produit des avalanches à travers la barrière pour une tension inverse faible.

La fig. 6c montre l'effet des charges + sur une diode N^+P : il y a inversion du type de conductivité à la surface de la région P et apparition d'un canal N. Les courants de diffusion et de génération sont fortement augmentés, car la surface de la jonction NP a crû et le canal N comporte de nombreux centres de piégeage de faible durée de vie. Le champ électrique dans la barrière est plus faible que précédemment à tension de polarisation égale : la diode supporte de fortes tensions inverses avec un gros courant.

On s'efforce de traiter les bords des jonctions en fixant des charges + ou - par des bains dans l'acide fluorhydrique et le méthanol, ou en les protégeant par une couche de silice chargée. On diminue ainsi les courants de surface.

I.2 MECANISME DE COLLECTION DES CHARGES :

Nous étudierons la forme de l'impulsion donnée par n paires électrons-trous créées au temps t = 0 à la profondeur x_0 de la zone vide d'une jonction N^+P. Ces paires électron-trou sont en fait créées sur une certaine longueur Δx_0 de part et d'autre du point x_0. Nous n'en tiendrons pas compte, car nous faisons simplement un calcul à titre indicatif.

Nous supposons que la diode est décrite par le modèle du § I.1. Elle est polarisée à une tension $V(-V \gg V_B)$. La zone N étant très dopée, nous avons $-x_n \# 0$. Le champ électrique est nul en $x_p = W$; il est maximal et égal à $\mathcal{E}_M$ en x = 0. Puis il décroît linéairement pour s'annuler en $x = -x_n$. Pratiquement, nous prendrons $\mathcal{E}_M = \frac{+2V}{W}$. Les variations du champ électrique sont représentées par (fig. 7a) :

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{2V}{W^2}(x - W) \text{ pour } x \geqslant 0$$

Pour les calculs suivants, nous négligeons l'épaisseur de la zone de transition dans la région N^+ : nous considérons que le champ électrique passe de $\mathcal{E}_M$ à 0 à l'abscisse x = 0. Nous supposons que la

charge libérée par ionisation est faible, et que le champ électrique dans le détecteur est peu perturbé. Nous utiliserons donc l'expression $\mathcal{E}(x)$ pour calculer le mouvement des électrons en employant :

$$v_e = - \mu_n \mathcal{E}(x) = \frac{dx_n}{dt}$$

et le mouvement des trous avec :

$$v_p = \mu_p \mathcal{E}(x) = \frac{dx_p}{dt} .$$

Le détecteur est réuni à un préamplificateur de charge, suivant le schéma de la fig. 7b. Cet appareil est un intégrateur de courant ; son impédance d'entrée est une capacité de forte valeur. En régime dynamique, le préamplificateur de charge maintient constante la tension appliquée à la diode en injectant des charges sur les électrodes.

Divers auteurs calculent la charge induite sur les électrodes, lors du mouvement des porteurs mobiles, à partir du théorème de Ramo [49] [50], qui s'énonce de la façon suivante : quand une charge électrique e se déplace d'une distance Δx entre deux électrodes planes et parallèles, le mouvement se faisant parallèlement au champ électrique régnant entre les électrodes, elle induit une charge $- \Delta Q$ sur l'électrode vers laquelle elle se dirige et une charge $+ \Delta Q$ sur l'électrode dont elle s'éloigne. La charge ΔQ est donnée par : $\Delta Q = e \frac{\Delta x}{D}$.

Ce théorème est démontré pour une densité de charge nulle ou non nulle dans l'espace compris entre les électrodes.

En appliquant cela au cas d'un détecteur, on trouve [51], [52], [53], [54] :

- courant dû au déplacement des électrons :

$$\frac{dQ_n}{dt} = - \frac{nq}{W} \frac{dx_n}{dt} = + \frac{nq\mu_n}{W} \mathcal{E}(x) = - \frac{2nq\mu_n V}{W^3}(x - W)$$

charge amenée par ce courant sur l'électrode P^+ :

$$Q_n = \int_0^t \frac{dQ_n}{dt} dt = - \frac{2nq\mu_n V}{W^3} \int_0^t (x(t) - W) dt$$

le mouvement des électrons est défini par :

$$\frac{dx_n}{dt} = - \mu_n \mathcal{E}(x) \quad ; x_n(t=0) = x_0 \; ; \; v_n(t=0) = 0 \; ;$$

soit $$x = (x_0 - W) \exp \left(\frac{2\mu_n V t}{W^2}\right) + W$$

d'où : $$Q_n(t) = - nq \frac{x_0 - W}{W} \left[\exp \left(\frac{2\mu_n V t}{W^2}\right) - 1\right]$$

Ce courant cesse au temps T_{ce} où les électrons arrivent sur l'électrode p^+ :

$$T_{ce} = \frac{W^2}{2\mu_n V} \quad \text{Log} \frac{W}{W - x_0}$$

La charge totale due au déplacement des électrons est donc :

$$Q_{n_{tot}} = nq \frac{x_0}{W}$$

- courant dû au déplacement des trous :

$$\frac{dQ_p}{dt} = + \frac{nq}{W} \frac{dx_p}{dt} = + \frac{nq\mu_p}{W} \mathcal{E}(x) = - \frac{2nq\mu_p V}{W^3} (x - W)$$

charge amenée par ce courant sur l'électrode :

$$Q_p = \int_0^t \frac{dQ_p}{dt} dt = - \frac{2nq\mu_p V}{W^3} \int_0^t (x - W) dt$$

le mouvement des trous est défini par :

$$\frac{dx_p}{dt} = \mu_p \mathcal{E}(x) \; ; \; x_p(t=0) = x_0 \; ; \; v_p(t=0) = 0$$

soit : $$x - W = (x_0 - W) \exp \left(- \frac{2\mu_p V t}{W^2}\right)$$

d'où : $Q_p(t) = + nq \frac{x_0 - W}{W} \left[\exp\left(- \frac{2\mu_p V t}{W^2} \right) - 1 \right]$

quand $t \rightarrow \infty$, $Q_p(t) \rightarrow nq \frac{W - x_0}{W}$

et $Q_p(t) + Q_n(t) \rightarrow nq$

La charge induite sur l'électrode N^+ est $-(Q_p(t) + Q_n(t))$.
La charge apparaissant finalement sur les électrodes est égale à la charge créée par ionisation.

D'autres auteurs [12], [55], [56], [57] n'utilisent pas le théorème de Ramo mais posent que la charge ΔQ induite sur une électrode par le déplacement d'une charge e dans le champ électrique compris entre les électrodes, est liée à la variation ΔV du potentiel de la charge mobile et à la différence de potentiel V entre les électrodes par :

$$\Delta Q = e \frac{\Delta V}{V}.$$

C'est cette formule qu'utilise implicitement Goulding [12] lorsqu'il déduit les charges induites sur les électrodes de l'égalité de l'énergie cédée au réseau cristallin par les porteurs mobiles et de l'énergie fournie par la source de tension de polarisation quand elle injecte une charge dQ au potentiel V.

énergie fournie par la source :

$$\frac{dW}{dt} = V \frac{dQ}{dt}$$

(dQ apparaissant sur l'électrode P et - dQ apparaissant sur l'électrode N^+).

travail fourni par les électrons pendant un temps dt :

$$dW_e = dt.F.v_e = nq\mu_n \mathcal{E}^2(x)dt = nq\mu_n \frac{4V^2}{W^4} (x - W)^2 \, dt$$

Le courant induit sur l'électrode P pendant un temps dt pour permettre le mouvement des électrons est donc :

$$\frac{dQ_n}{dt} = \frac{1}{V} \times nq\mu_n \frac{4V^2}{W^4} (x - W)^2$$

La charge induite entre les instants 0 et t est :

$$Q_n(t) = \int_0^t \frac{dQ_n}{dt}\,dt = nq\left(\frac{x_0 - W}{W}\right)^2\left[\exp\left(\frac{4\mu_n Vt}{W^2}\right) - 1\right]$$

Le courant s'arrête quand les électrons atteignent l'électrode N^+, au temps T_{cn}. On trouve :

$$Q_{n_{tot}} = nq\left[1 - \left(\frac{x_0 - W}{W}\right)^2\right]$$

Un raisonnement analogue montre que le courant dû au déplacement des trous est :

$$\frac{dQ_p}{dt} = nq\mu_p \frac{4V}{W^4}(x_0 - W)^2 \exp\left(-\frac{4\mu_p Vt}{W^2}\right)$$

La charge Q_p injectée par le préamplificateur pour permettre le déplacement des trous est :

$$Q_p(t) = \int \frac{dQ_p}{dt}\,dt = nq\left(\frac{x_0 - W}{W}\right)^2\left[1 - \exp\left(-\frac{4\mu_p Vt}{W^2}\right)\right]$$

Les trous arrivent sur l'électrode au temps $T_{ct} \longrightarrow \infty$. $Q_p(t)$ tend donc asymptotiquement vers :

$$Q_p(t) \longrightarrow nq\left(\frac{x_0 - W}{W}\right)^2$$

Dans ce calcul aussi, on vérifie bien que : $Q_n(t) + Q_p(t) \longrightarrow nq$: la charge induite dans le circuit extérieur est égale à la charge créée par ionisation. Cependant, les constantes de temps des exponentielles sont deux fois plus faibles que dans le cas précédent.

Nous ne prendrons pas parti pour l'une ou l'autre de ces méthodes de calculs, dont les hypothèses sont du reste assez éloignées de la réalité - l'ionisation ne se fait pas en un point d'abscisse x_0, mais sur tout un segment de longueur Δx_0 ; la densité de charges créées peut d'autre part entraîner des variations notables du champ électrique près de la trace d'ionisation.

- Les porteurs créés en dehors de la zone de transition de la diode ne sont pas mis en mouvement par un champ électrique. Ils n'induisent aucune charge dans le circuit de mesure. On ne peut donc pas mesurer la charge qu'une particule ionisante créée dans les zones situées de part et d'autre de la zone de transition du détecteur. Ces zones constituent la fenêtre du détecteur.

Nous interpréterons ces calculs de la façon suivante :

- dans les expressions de $Q_p(t)$ apparaît la constante de temps $\frac{W^2}{4\mu_p V}$ ou la constante double. Prenons par exemple un détecteur ayant $\rho_p = 3000\ \Omega$ x cm ; W = 200 µ ; V = 200 volts. La constante de temps est 1,5 ns ou 3 ns. La collection des charges est donc très rapide par rapport à la durée de vie des porteurs minoritaires, de l'ordre de 1000 µs.

- cependant les électrons et les trous créés dans la région du contact (W) sont accélérés par un champ électrique faible au début de leur parcours. Ils ont un temps de transit long dans le détecteur. Pour remédier à cela, on donne à la diode une structure N^+PP^+. L'épaisseur de la zone P^+ est négligeable devant celle de la zone P. Examinons le mécanisme de collection des porteurs dans le cas d'une diode d'épaisseur W.

Dans la zone P^+, le champ électrique décroît très rapidement. Le champ électrique dans la diode est représenté à la fig. 8 ; sa valeur est donnée par l'expression :

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{2V_{min}}{W^2}(x - W) + \frac{V - V_{min}}{W}$$

Nous appelons V_{min} la tension de polarisation pour laquelle on a $\mathcal{E}(x) = 0$ à la limite des zones P et P^+. La diode est polarisée à $-V > -V_{min}$: Mouvement des trous :

$$x = \frac{W(V + V_{min})}{2V_{min}} + \left[x_0 - \frac{W(V + V_{min})}{2V_{min}}\right] \exp\left(\frac{-2V_{min}\mu_p t}{W^2}\right)$$

Le temps de collection est maximal pour un trou créé en $x_0 = 0$. C'est :

$$T_{ct} = \frac{W^2}{2\mu_p V_{min}} \operatorname{Log}\left(\frac{V + V_{min}}{V - V_{min}}\right)$$

Pour la diode précédente, on trouve T_{ct} = 10 ns avec V = 230 volts et V_{min} = 220 volts.

La vitesse maximale des porteurs est 10^7 cm/s dans le silicium. Dans les équations précédentes, il faut donc prendre : $v(x) = \inf\left[\mu\mathcal{E}(x), v_{max}\right]$. C'est pourquoi nous ne calculons pas le temps de transit d'un électron créé près du contact arrière (contact (W)) dans la diode précédente. Nous estimons cependant que $T_{ce} < 10$ ns.

Ces calculs approximatifs rendent bien compte de la rapidité de la collection des charges dans les jonctions N^+P : les valeurs trouvées expérimentalement sont du même ordre que celles trouvées par le calcul.

II. LES DIFFERENTS TYPES DE DETECTEURS A SEMI-CONDUCTEURS :

II.1. LES DETECTEURS A BARRIERE DE SURFACE :

a. Création de la barrière et modèle électrique [13][14] :

Une barrière de surface est une jonction métal-semi-conducteur entre de l'or et du silicium de type N. Le métal et le semi-conducteur sont en contact à travers une mince couche d'oxyde. A l'équilibre thermique, ils ont la même énergie de Fermi E_F. L'énergie d'extraction des électrons du métal est E_S ; l'énergie des électrons libres à l'intérieur du cristal de silicium est $E_C \neq E_F$. Au voisinage de la surface, il existe un champ électrique qui égalise les énergies des électrons du métal et du semi-conducteur à la jonction. Il créée une courbure de la structure de bandes dans le silicium (fig. 9) et provoque une inversion de type près de la surface du semi-conducteur. Le modèle électrique est une jonction P^+N. Le mécanisme de collection des porteurs créés par ionisation est analogue à celui précédemment décrit.

b. Matériau de base utilisé :

La surface utile du détecteur est de l'ordre du cm^2 (jusqu'à une dizaine de cm^2). Les épaisseurs réalisées vont de 50 µm à 1 mm, et parfois 2 mm. La zone de transition doit occuper toute l'épaisseur du détecteur, ce qui nécessite un silicium de haute résistivité

(100 Ω x cm à 200 kΩx cm) et sans dislocations pour avoir une grande durée de vie des porteurs minoritaires. Le silicium purifié par la technique de la zone flottante répond à tous ces impératifs.

c. Technologie de fabrication :

Nous décrivons les deux technologies employées dans notre laboratoire :

- les échantillons de silicium sont découpés dans un barreau avec une scie diamantée. On rode les faces de l'échantillon pour enlever les couches de silicium disloquées par la scie. On dégraisse la surface avec un détergent, puis on la nettoie avec un appareil à ultrasons utilisant des bains de trichloréthylène, de méthanol et d'eau désionisée.

- on enlève environ 70 µm par face avec un bain d'attaque chimique CP_4 1/3. On protège les bords en les peignant avec un vernis électriquement neutre, puis on abandonne l'échantillon à l'air une vingtaine d'heures : on laisse se former les états de surface nécessaires à la réalisation de la barrière.

- on évapore le contact d'or qui forme la barrière (150 Å d'épaisseur) et un contact d'aluminium sur la face opposée de l'échantillon. Il faut environ 24 h pour que la barrière ait toutes ses propriétés électriques. On réunit alors les électrodes à la prise du boîtier de montage par des fils d'or collés avec de la pâte à l'argent.

Nous utilisons actuellement une variante de cette technologie (fig. 10), qui permet d'obtenir des courants de fuite beaucoup plus faibles. Après l'attaque chimique, l'échantillon est scellé dans un cadre en araldite ou en silice à l'aide d'une résine époxy "N" (qui crée des états de surface N sur le silicium) ; puis on dépose un vernis époxy "P" sur la périphérie de la barrière désirée : il prépare à cet endroit une couche P^+. On évapore l'or et l'aluminium sur le silicium et le cadre verni qui l'entoure. Les contacts se prennent par pression sur les bords du cadre.

d. Performances :

La tension inverse appliquée sur la diode est suffisante pour que les fenêtres d'entrée et de sortie soient négligeables. Les détecteurs de ce type supportent des champs électriques très élevés ($\mathcal{E}_M > 10^4$/cm) avec des courants inverses faibles (0,1 à 1 µA). Les traitements mécaniques sont réduits, ce qui permet de fabriquer des détecteurs très minces (moins de 10 µm). Avec les détecteurs à barrière de surface utilisées à - 30°C, on a obtenu des résolutions de 13 à 18 keV avec des particules α de 5 MeV. Ces détecteurs sont assez fragiles : ils sont détériorés par de faibles doses de rayonnement et par les agents atmosphériques.

II.2 LES DETECTEURS N^+P DIFFUSES [15] :

Ils ne sont pas fabriqués dans notre laboratoire et nous n'en donnons pas la technologie. La zone N^+ est réalisée par diffusion de phosphore à 1000°C et donne une fenêtre de l'ordre du micron. Un contact arrière P^+ est obtenu par diffusion de bore à 1200°C : la fenêtre est de l'ordre du micron. La jonction est protégée par un anneau de garde ou par une couche de quelques microns d'épaisseur de silice chargée.

II.3 LES DETECTEURS NIP DIFFUSES ET MIGRES AU LITHIUM :

a. Nécessité de la compensation :

On sait fabriquer des siliciums de type N ou P jusqu'à 200 kΩ x cm ; les matériaux de base de très haute résistivité sont fragiles et difficiles à travailler. Pour obtenir de fortes résistivités, on préfère souvent la technique de la compensation par le lithium des impuretés de dopage du silicium P. L'épaisseur de la zone compensée peut atteindre 1 cm dans le silicium et 2 cm dans le germanium.

b. Principe de la compensation du silicium P par le lithium (théorie de Pell) [16].

Dans le silicium, le lithium est un dopant interstitiel. Il crée un niveau donneur à 0,033 eV en dessous de la bande de conduction. Il a la propriété de diffuser à très basse température dans le cristal de silicium. A 120°C, la mobilité d'un ion lithium dans le cristal de silicium est déjà notable.

On réalise une diode NP en faisant diffuser du lithium dans du silicium P. En polarisation inverse, le champ électrique dans la zone de charge d'espace entraîne dans sa direction les ions Li^+. Considérons la diode polarisée en inverse (fig. 11a) : le champ électrique entraîne les ions lithium de la zone N vers la zone P ; on aboutit au dopage de la fig. 11b, où une partie de la zone P a été compensée par apport de lithium. Le processus se poursuit jusqu'à compensation de tout le matériau P.

Pour une étude détaillée du processus de compensation, on consultera la référence [16]. Nous ferons simplement deux remarques, l'une montrant qu'il ne peut pas y avoir surcompensation du matériau P, l'autre pour évaluer la durée du processus de compensation.

Un excès de lithium dans la zone (x_1, x_2) rend cette région de type N (fig. 11c). En x_1, il y a donc une diode PN polarisée en direct : le champ électrique dans la barrière correspondante est faible. En x_2, il y a une diode PN polarisée en inverse, et le champ électrique correspondant est important. Le flux des ions lithium se dirigeant suivant Ox est en chaque point proportionnel au champ électrique. Le flux entrant en x_1 est donc faible, alors que le flux sortant est fort : l'écoulement des ions lithium en excès se fait dans la direction Ox.

Essayons d'évaluer la durée du processus de compensation. Dans l'épaisseur W où la compensation a été effectuée, on considère le champ électrique comme constant :

$$\mathcal{E} \# \frac{V}{W} .$$

Pendant la compensation, le flux d'ions lithium de mobilité μ_L est, pour une jonction de section droite S :

$$J_L = \frac{V}{W} \cdot \mu_L \cdot N_D \, S$$

En un temps dt, il compense N_A accepteurs situés dans une zone d'épaisseur dW derrière la zone déjà compensée. D'où :

$$S \, N_A \, dW = \frac{V}{W} \, \mu_L \, N_A \, S \, dt$$

soit

$$W = \sqrt{2 \mu_L V t}$$

Cette relation permet de prédéterminer l'épaisseur compensée en fonction du temps, de la tension et de la température du cristal. Elle est indépendante de la résistivité du matériau de base. Elle est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

c. Matériau de base utilisé :

C'est du silicium P de 500Ω x cm à 1000 Ω x cm, obtenu par la technique de la zone flottante. Il ne doit pas comporter de dislocations : ce sont des sites préférentiels pour la précipitation du lithium, qui perd toute activité électrique quand il a précipité. La concentration d'oxygène dans le silicium doit être inférieure à 10^{-8} : le lithium donne avec l'oxygène l'ion LiO^+, très peu mobile dans le réseau et impropre à la compensation. La proportion d'ions LiO^+ est réglée par la loi d'action de masse :

$$\frac{(LiO^+)}{(Li^+)(O)} = K(T)$$

Le lithium, dopant interstitiel, se fixe dans le réseau à côté d'un atome accepteur : le dipôle électrique formé perd toute influence électrique au-delà de quelques distances atomiques. Les variations de la mobilité des porteurs sont donc les mêmes que dans le silicium intrinsèque (les mobilités augmentent à basse température).

d. Technologie des détecteurs compensés au lithium :

- les échantillons sont découpés, rodés et nettoyés. Puis on évapore environ 10^{20} noyaux de lithium par cm^2 sur une face de l'échantillon, et on les fait diffuser sous vide pendant 1 mn à 450°C. On enlève le lithium en excès avec du méthanol. Par attaques chimiques, on réalise une structure mésa et on enlève 25 µm de la zone N. On traite la surface avec du trichloréthylène, du méthanol et de l'acide fluorhydrique avant d'évaporer des contacts d'or sur les deux faces de la diode.

- on fait migrer les ions de lithium dans le silicium : l'échantillon est placé dans une étuve à 120°C. La polarisation inverse est de 500 V à 1000 V. La migration est terminée lorsque la diode peut détecter des particules α entrant du côté opposé à la zone N. On révèle la zone compensée par marquage au cuivre.

- on procède ensuite aux traitements de surface, nécessaires pour minimiser les courants de fuite de la diode en polarisation inverse. On dissout les contacts d'or dans l'eau régale. Par attaque chimique, on enlève quelques microns de la zone N et une centaine de microns de la face opposée. On traite la surface, et on évapore de nouveaux contacts d'or. Le traitement doit donner une surface à peu près neutre : s'il n'en est pas ainsi, on le poursuit en plongeant l'échantillon dans l'acide fluorhydrique (pour créer des états N en surface) et dans le méthanol bouillant (pour créer des états P), jusqu'à ce que la caractéristique courant-tension de la diode soit correcte. On vernit la surface du détecteur avec un vernis électriquement neutre.

- pour allonger les lignes de fuite des détecteurs épais, on réalise souvent un "fossé" autour de la zone N. Avant la migration, on creuse le fossé à l'aide d'un outil à ultrasons.

- Nous avons réutilisé toutes les techniques de traitement des surfaces lors de la réalisation de détecteurs par implantation d'ions lithium.

e. Mécanisme de collection des charges :

Les équations sont plus simples que dans le cas d'une diode P^+N ou N^+P, car on suppose le champ électrique constant dans le matériau et égal à $\mathcal{E} = \frac{V}{W}$. Le temps de collection maximal est celui d'un trou créé près de la zone N, soit :

$$T_{ct} = \frac{W^2}{V\mu_p}$$

Dans nos détecteurs, il est de 80 à 100 ns.

f. Caractéristiques de détection :

La fenêtre du côté N du détecteur a environ 100 µm d'épaisseur. Du côté opposé, elle est limitée à l'épaisseur du contact d'or, 400 à 500 Å. Les détecteurs compensés au lithium sont utilisés comme compteurs d'énergie : les particules entrent par l'électrode arrière et s'arrêtent dans la zone intrinsèque.

La surface utile est couramment 1 cm^2 ; elle peut atteindre 12 cm^2 dans une géométrie rectangulaire. Les épaisseurs utiles varient de 1 mm à 1 cm au maximum. A partir de 5 mm d'épaisseur, il faut refroidir

les détecteurs à la température de l'azote liquide : la tension inverse appliquée est importante et le courant inverse trop fort à la température ambiante. A cette température, on obtient une résolution en énergie de 25 keV avec un détecteur de 1 cm d'épaisseur recevant des protons de 40 MeV.

II.4 LES DETECTEURS A LOCALISATION :

Un détecteur à localisation est une diode polarisée en inverse. Un de ses contacts a une résistance linéique connue. Le schéma électrique équivalent comprend des capacités et des résistances réparties : les capacités représentent la capacité de transition C du détecteur ; les résistances figurent le contact de résistance R. Ce schéma est celui d'une ligne à retard (fig. 12).

Les temps de montée des signaux sont directement liés à la constante de temps RC et à la position du point d'ionisation. Une grande valeur de RC entraîne des temps de montée importants pour les signaux arrivant du centre de la diode. Il y a alors un déficit balistique dans les signaux amplifiés, dû à l'action des circuits de filtrage de l'amplificateur. Nous expliciterons cette notion au chapitre VII.

Au contraire, quand la résistance du contact est faible, les signaux donnés par le détecteur comportent un bruit important. Nous verrons au chapitre VII qu'il existe un optimum pour la résistance du contact. Pour un détecteur de 100 pF, cet optimum est de 10 kΩ avec les circuits de filtrage électroniques usuels.

a. <u>Réalisation du contact résistant par évaporation</u> :

Pour qu'un contact métallique mesurant 5 cm de long et 1 cm de large ait une résistance de 10 kΩ , il faut que son épaisseur soit de quelques couches atomiques seulement. Nous avons fait des essais d'évaporation de nickel-chrome dont les résultats sont donnés sur la fig. 13.

Une résistance d'une centaine d'ohms est réalisable de façon reproductible. Elle est stable dans le temps. Par contre, les résistances de quelques kΩ ne sont pas reproductibles et évoluent dans un facteur de 1 à 5 en fonction du temps. Leur utilisation entraînerait un manque de fiabilité des détecteurs à localisation.

b. Résistance formée par le silicium de la diode :

Le détecteur est une diode P^+N. On la polarise de façon que la zone de transition n'atteigne pas les contacts déposés sur le côté N de la diode. Entre ces deux contacts, le silicium présente une résistance de quelques kΩ, dépendant des dimensions de l'échantillon, de la résistivité du matériau de base et de la tension de polarisation.

Une couche de longueur ΔL, de largeur 1 et d'épaisseur $W_0 - W$ présente une résistance ΔR (fig. 14) ; W_0 est l'épaisseur du détecteur, W l'épaisseur de la charge d'espace, ρ la résistivité du matériau ; V est la tension inverse de polarisation du détecteur.

$$\Delta R = \frac{\rho \Delta L}{(W_0 - W)1}$$

avec $W = K\rho^{1/2}$

et $K = \sqrt{2\varepsilon\mu_n V}$

$$\frac{d(\Delta R)}{\Delta R} = \frac{d\rho}{\rho} \times \frac{W_0 - 0{,}5\, K\rho^{1/2}}{W_0 - K\rho^{1/2}}$$

Des variations $\frac{d\rho}{\rho} = 5\%$ sont courantes sur 5 cm de longueur dans un barreau. Si $W_0 \gg W$:

$$\frac{d(\Delta R)}{\Delta R} \# \frac{d\rho}{\rho} = 5\%$$

Si $W_0 \# 2W$:

$$\frac{d(\Delta R)}{\Delta R} \# 1{,}5 \frac{d\rho}{\rho} = 7{,}5\%$$

Avec cette méthode, la résistance linéique du contact peut présenter des variations importantes sur la longueur du détecteur.

D'autre part, on construit une diode avec les données suivantes :

- la longueur et la largeur sont fixées ;
- l'épaisseur W de la zone de transition est fixée ;
- la constante de temps RC de la diode doit être au plus 2 μs.

Les deux premières données fixent la capacité du détecteur. L'épaisseur W désirée fixe la résistivité du silicium de base. On déduit l'épaisseur W_0 à donner à l'échantillon de la troisième condition, qu'on écrit :

$$R = \frac{\rho L}{l(W_0 - W)} \leq \frac{2 \times 10^{-6}}{C}$$

Cela amène souvent à des valeurs de W_0 trop importantes : certaines formes de détecteurs à localisation ne sont pas réalisables par cette méthode.

Au contraire, l'implantation ionique permet de créer une zone N^+ au voisinage de la surface de la diode. Cette zone a quelques fractions de microns d'épaisseur et une résistivité de quelques dizièmes d'ohm-centimètre. Le contact réalisé par implantation a plusieurs avantages :

- la zone de transition peut arriver à quelques fractions de micron de la surface du détecteur. La fenêtre pour les particules est donc faible;
- la résistance linéique du contact ne dépend que de l'homogénéité de l'implantation ;
- la résistance du contact peut être choisie dans une large gamme : il suffit de faire varier la dose d'ions implantés. Elle est de plus indépendante du substrat de silicium.

III. ELECTRONIQUE ASSOCIEE AUX DETECTEURS DE PARTICULES [17], [18].

Les charges mises en jeu par un événement d'ionisation sont très faibles. On doit donc amplifier les signaux du détecteur ; on s'efforce d'obtenir le meilleur rapport signal/bruit possible.

III.1 LE PREAMPLIFICATEUR DE CHARGE :

On représente le détecteur par une capacité C_T (capacité de transition) en parallèle sur une source de courant. Le détecteur est réuni au préamplificateur d'impédance d'entrée Z_e. Pendant la collection des charges créées par ionisation, il est traversé par un courant $i_0(p)$.

Le préamplificateur est un intégrateur de courant. Il est constitué par un amplificateur de forte impédance d'entrée et de gain en boucle ouverte - A. Il est bouclé par une capacité C_F (fig. 15). Le courant i(p) circulant dans le préamplificateur passe principalement par la capacité C_F :

$$V_s(p) = - A\, V_e(p) \quad \text{et} \quad V_s(p) + \frac{i(p)}{C_F p} = V_e(p)$$

d'où $$V_s(p) = - \frac{A}{1 + A} \cdot \frac{i(p)}{C_F p} = - \frac{A}{1 + A} \cdot \frac{Q(p)}{C_F}$$

avec $$Q(p) = \frac{i(p)}{p} \sqsubset Q(t) = \int_0^t i(t)dt$$

L'admittance d'entrée du système est :

$$Y_e(p) = (1 + A)\, C_F p = C_0 p$$

et

$$i(p) = \frac{C_0\, i_0(p)}{C_0 + C_T} \# i_0(p) \text{ si } C_0 \gg C_T.$$

En pratique, on utilise $C_F = 5$pF et $A = 8 \times 10^3$, soit $C_0 = 4 \times 10^4$ pF. $C_0 \gg C_T$ est vérifié, car les capacités des détecteurs vont de 1 à 200 pF. Une particule de 1 MeV créée $2{,}8 \times 10^5$ paires électron-trou dans le silicium. Avec $C_F = 5$ pF, on trouve $V_s = 10$ mV.

III.2 L'AMPLIFICATEUR :

Son rôle est triple : amplifier en tension les signaux du préamplificateur pour les amener dans la gamme de 0 à 10 V ; donner un gain variable par l'intermédiaire d'atténuateurs calibrés, pour utiliser au mieux le sélecteur de sortie ; réaliser une mise en forme des signaux venant du préamplificateur, pour les rendre compatibles avec le sélecteur d'amplitudes et améliorer le rapport signal/bruit.

III.3 LE SELECTEUR D'AMPLITUDE ET LA MEMOIRE :

Un convertisseur analogique-numérique transforme en valeurs numériques les amplitudes des signaux venant de l'amplificateur. Il dispose de N canaux pour classer les signaux dont l'amplitude est comprise entre 0 et V. Il aiguille un signal d'amplitude v,

$n \frac{V}{N} \leqslant v \leqslant (n + 1) \frac{V}{N}$, n entier, dans le canal n° n.

Les convertisseurs disposent de 200 à 8000 canaux. Une mémoire compte le nombre d'événements aiguillés dans chaque canal.

Lorsque le signal venant de l'amplificateur est proportionnel à des énergies, la largeur $\frac{V}{N}$ d'un canal s'exprime en keV. Lorsque ce signal est proportionnel à des longueurs, la largeur $\frac{V}{N}$ d'un canal s'exprime en millimètres.

IV. NOTIONS SUR LES BRUITS DANS LES DETECTEURS ET L'ELECTRONIQUE ASSOCIEE :

IV.1 BRUIT DANS LES SYSTEMES DE DETECTION :

Quand un détecteur reçoit un rayonnement monoénergétique, le signal obtenu en bout de chaîne présente un étalement autour d'une valeur moyenne.

α - Etalement statistique :

Il est dû à la fluctuation dans la création des paires électron-trou et dépend du matériau du détecteur.

β - Bruits électriques [19] :

On les groupe en trois catégories (fig. 16).

La première comprend les bruits thermiques :

- le bruit dû au courant de fuite i_D du détecteur. On le représente par un courant de bruit i_{nD}, défini par la moyenne quadratique de ses composantes dans la bande de fréquence Δf :

$$\overline{i_{nD}^2} = 2\ q\ i_D\ \Delta f$$

- le bruit dû aux résistances en série avec le détecteur. On le néglige sauf dans le cas des détecteurs à localisation.

- le bruit dû au courant d'entrée i_G du premier élément amplificateur. On le représente par un courant de bruit i_{nG} défini par :

$$\overline{i_{nG}^2} = 2\ q\ i_G\ \Delta f$$

Ce bruit se compose quadratiquement avec le précédent. On pose

$$i = i_G + i_D, \quad \text{d'où :} \quad \overline{i_n^2} = 2\ q\ i\ \Delta f$$

- le bruit des résistances en parallèle sur l'entrée du préamplificateur (résistance de polarisation R_L) est représenté par une source de tension de bruit e_L ($\overline{e_{nL}^2} = 4\ kT\ R_L\ \Delta f$) en série avec R_L. Si R_L est grand, on peut utiliser une représentation avec une source de courant de bruit :

$$\overline{i_L^2} = 4\ \frac{kT}{R_L}\ \Delta f.$$

Pour $R_L \gg \frac{2kT}{qi}$, cette source de bruit thermique est négligeable devant les deux précédentes. Cette condition est souvent réalisée par $R_L \geqslant 1$ MΩ.

Dans la deuxième catégorie, on place le bruit existant dans le premier élément d'amplification. C'est une source de tension de bruit Johnson ; $(e_n)_{R_{eq}}$ est définie par

$$\overline{e_n^2} = 4\ kT\ R_{eq}\ \Delta f$$

La résistance équivalente de bruit est la résistance R_{eq} qui, placée à l'entrée du préamplificateur, donnerait le même bruit à la sortie en l'absence de bruit Johnson. Elle est de 150 à 200 Ω.

Enfin, dans la troisième catégorie, on place les bruits de grenaille, provenant de l'élément d'entrée du préamplificateur et des courants de surface du détecteur. On les représente par une source de bruit e_F :

$$\overline{e_F^2} = \frac{A}{f}\ \Delta f.$$

IV.2 NECESSITE DE LA MISE EN FORME DES SIGNAUX [20] :

Soit G(f) la fonction décrivant les variations avec la fréquence du gain en tension de l'amplificateur et du préamplificateur.

Les bruits en sortie de chaîne d'amplification sont :

- bruit thermique : $\overline{E_I^2} = \frac{qi}{2\pi^2 (C_T + C_0)^2} \int_0^\infty \frac{\left[G(f)\right]^2}{f^2}\ df$

- bruit Johnson : $\overline{E_n^2} = 4\ kT\ R_{eq} \int_0^\infty \left[G(f)\right]^2\ df$

- bruit de grenaille : $\overline{E_F^2} = A \int_0^\infty \frac{\left[G(f)\right]^2}{f}\ df$

On réduit le bruit Johnson en limitant la bande passante vers les hautes fréquences. On réduit le bruit thermique en limitant la bande passante de l'amplificateur vers les basses fréquences.

On emploie pour cela des filtres passe-bas et passe-haut, par exemple des intégrateurs et des dérivateurs RC. Les filtres ont une action sur les bruits en sortie de chaîne et sur l'amplitude des signaux. Ces caractéristiques sont données dans des ouvrages spécialisés [20]. Un des filtres que nous utilisons le plus souvent est constitué par deux circuits dérivateurs et un circuit intégrateur de même constante de temps.

V. EVOLUTION ATTENDUE POUR LES DETECTEURS :

V.1 GRANDES EPAISSEURS SENSIBLES :

L'épaisseur maximale d'un détecteur au silicium compensé au lithium est de 9 mm à 1 cm. L'épaisseur utile peut être accrue en plaçant plusieurs détecteurs l'un à la suite de l'autre. Cette solution n'est possible que si l'on supprime la fenêtre de 100 µm que représente la zone N de chaque détecteur. Nous avons supprimé cette fenêtre en réalisant une zone N d'un micron d'épaisseur par implantation de lithium.

V.2 LOCALISATION DE L'IMPACT DES PARTICULES :

Elle n'est possible que si l'on sait réaliser une zone fortement dopée au voisinage de la surface d'un semi-conducteur. Cette zone doit de plus avoir une très faible épaisseur (de l'ordre du micron) et être homogène sur une grande surface. Dans ce cas également, l'implantation ionique a permis de résoudre le problème.

Nous donnerons maintenant quelques précisions sur l'implantation ionique ; nous examinerons le parcours des ions dans le silicium et les défauts créés lors de leur ralentissement ; enfin, nous décrirons les avantages présentés par l'implantation sur les autres moyens de dopage des semi-conducteurs.

Chapitre III

CARACTERISTIQUES DE L'IMPLANTATION IONIQUE.

Pour réaliser des détecteurs de rayonnements ionisants, permettant éventuellement la localisation, il faut créer des couches de faible épaisseur et de grande conductivité au voisinage de la surface d'un semi-conducteur. Leurs propriétés électriques doivent être stables dans le temps et reproductibles.

Quand ces travaux ont commencé en 1969, les premiers résultats prometteurs venaient d'être obtenus en utilisant l'implantation ionique : réalisation de détecteurs minces de bonne résolution testés avec des α de 5,5 MeV par Kalbitzer (1967) et Meyer (1967) ; réalisation d'un détecteur au germanium implanté, testé par Dearneley avec des protons de 34 MeV (1968)[21][22][23].

L'implantation ionique consiste à introduire des atomes d'une substance donnée dans une cible, en la balayant par un faisceau des ions à implanter accélérés à une énergie convenable : quelques keV à 1 ou 2 MeV.

On peut doper un semi-conducteur en y introduisant par implantation des ions créant des niveaux donneurs ou accepteurs : bore, phosphore, arsenic, etc .

Nous décrirons d'abord le mécanisme de ralentissement d'ions lourds dans une cible ; nous examinerons ensuite les défauts créés dans la cible pendant l'implantation ; enfin, nous préciserons les avantages que présente l'implantation ionique pour le dopage des semi-conducteurs.

I. RALENTISSEMENT D'IONS LOURDS DE FAIBLE ENERGIE DANS UNE CIBLE [24][25]:

Nous avons vu au chapitre I que le ralentissement d'ions lourds ou de particules chargées dans une cible met en jeu trois mécanismes :

- collisions avec les électrons de la cible ;
- collisions avec les noyaux des atomes de la cible ;
- échange de charges entre la particule incidente et les atomes de la cible.

Pour une vitesse v de l'ion incident supérieure à la vitesse des électrons périphériques des atomes de la cible (soit $v > v_0 Z_1^{2/3}$), le premier mode de freinage est prédominant. La perte d'énergie par unité de longueur est alors décrite par la formule de Bethe.

Pour les ions de faible vélocité, ce qui est le cas des ions de faible énergie utilisés pour l'implantation ionique, la condition $v > v_0 Z_1^{2/3}$ n'est pas satisfaite. Il faut alors tenir compte des pertes d'énergie par collisions nucléaires et par échanges de charges.

I.1 POTENTIEL D'INTERACTION ENTRE ATOMES :

L'étude du freinage par collisions nucléaires suppose qu'on connaît les variations du potentiel d'interaction entre deux atomes en fonction de la distance qui les sépare. Ce potentiel n'est connu qu'approximativement, et on en a donné des expressions analytiques approchées valables dans une certaine gamme de distances entre atomes. L'interaction est caractérisée par une attraction quand la distance entre les deux atomes est grande, et une répulsion quand cette distance devient petite. A une distance intermédiaire r_0, la force s'annule et il y a un état d'équilibre.

On utilise plusieurs formes analytiques du potentiel :

- le potentiel de Coulomb,

$$V(r) = \frac{K Z_1 Z_2 q^2}{r}$$

est valable pour les valeurs de r très faibles (moins de $0,1\ r_0$). Au-delà, il décrit une interaction beaucoup plus forte qu'elle n'est en réalité.

- le potentiel de Bohr

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 q^2}{r} \exp(-\frac{r}{a})$$

est calculé à partir d'un potentiel de Coulomb, en tenant compte de l'effet d'écran des électrons des atomes. a est le rayon d'écran, lié au rayon a_o de l'orbite de l'électron dans le modèle de Bohr de l'atome d'hydrogène par :

$$a = a_o(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}) \quad \text{et } a_o = 0,53 \text{ Å}.$$

Ce potentiel est utilisé pour $r \leqslant 0,2\ r_o$.

- le potentiel de Thomas-Fermi

$$V(r) = (Z_1 Z_2 q^2) \frac{\phi_{TF}(r/a)}{r}$$

est obtenu à partir d'un modèle statistique de l'atome. Il est utilisé pour :

$$0,2\ r_o \leqslant r \leqslant 0,7\ r_o \text{ à } r_o.$$

C'est ce potentiel qui est employé dans les calculs de Lindhard que nous exposons par la suite. ϕ_{TF} est une fonction tabulée.

- la fonction de Born-Mayer :

$$V(r) = A \exp(-\frac{r}{B})$$

où A et B sont des constantes obtenues expérimentalement, est utilisée pour les grandes valeurs de r.

Nous avons présenté les variations de ces différents potentiels en fonction de la distance r sur la fig. 17. Elle s'applique à l'interaction de deux atomes de cuivre.

I.2 EXPRESSION DES PERTES D'ENERGIE :

Les modèles supposent que le freinage électronique et le freinage par collisions nucléaires sont deux phénomènes indépendants, et que la perte d'énergie totale est la somme des pertes d'énergie dues à chacun des deux modes :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_n + \left(\frac{dE}{dx}\right)_e$$

a. Freinage électronique :

Nous appelons v la vitesse des ions incidents et v_o la vitesse des électrons périphériques des atomes de la cible. Pour $v > v_o\ Z_1^{2/3}$, la perte d'énergie par collisions électroniques décroît quand l'énergie de la particule incidente croît. Elle est maximum pour $v = v_o\ Z_1^{2/3}$.

Au-dessous de cette vitesse, l'ion incident n'est plus dépouillé de tous ses électrons périphériques. Il peut échanger des charges électriques avec les atomes de la cible. La perte d'énergie due à l'échange de charge croît avec l'énergie de l'ion incident. Elle atteint un maximum pour une vitesse v_1 de l'ion incident inférieure à $v_o\ Z_1^{2/3}$. Ce maximum ne représente pas plus de 10% de la perte d'énergie totale par unité de longueur. Dans la gamme d'énergies utilisée pour l'implantation, le freinage par échange de charge est pratiquement inexistant.

Fermi et Teller ont montré que la perte d'énergie par collisions électroniques d'un ion de faible vitesse est proportionnelle à v. Par des raisonnements analogues, Lindhard et Scharff obtiennent :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \xi_e\ 8\pi q^2\ N\ a_o\ Z_1\ Z_2\ (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-3/2}\ \frac{v}{v_o}$$

avec : $a_o = 0{,}53\ \text{Å}$

$v_o = Z_1\ q^2/\hbar$

N = nombre d'atomes par cm^3 de cible

v = vitesse de l'ion incident

ξ_e = est une constante, $\xi_e \# Z_1^{1/6}$

Z_1 et Z_2 = nombres atomiques de l'ion incident et des atomes de la cible.

Lindhard et Scharff définissent des paramètres réduits :

énergie : $$\epsilon = \frac{E\ a\ M_2}{Z_1\ Z_2\ q^2\ (M_1+M_2)}$$

parcours : $$\rho = \frac{x\ N\ M_2\ a^2\ 4M_1}{(M_1+M_2)^2}$$

et un paramètre caractéristique k :

$$k = \varepsilon_e \frac{0,0793\ Z_1^{1/2}\ Z_2^{1/2}\ (M_1+M_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3}+Z_2^{2/3})^{3/4}\ M_1^{3/2}\ A_2^{1/2}}$$

avec $a = 0,885\ a_o(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$

M_1 et M_2 : nombres de masse de l'ion incident et des atomes de la cible.

A_2 numéro atomique de l'élément de la cible.

Avec ces paramètres réduits, la perte d'énergie par unité de longueur devient :

$$-\frac{d\epsilon}{d\rho} = k\,\epsilon^{1/2}$$

Cette expression est valable pour $v \leqslant Z_1^{2/3}\ q^2/\hbar$, ce qui correspond à la vitesse d'ions sodium de 15 MeV ou d'ions krypton de 200 MeV.

b. Freinage par collisions nucléaires :

Lindhard utilise deux potentiels d'interaction entre atomes proches : celui de Thomas-Fermi et celui de Born-Mayer. Chaque collision entre l'ion incident et un atome de la cible s'accompagne d'un transfert d'énergie T du premier au second :

$$0 \leqslant T \leqslant T_m = \frac{4\ M_1\ M_2\ E}{(M_1+M_2)^2}$$

Pour un ion incident et une cible de mêmes natures, $0 \leqslant T \leqslant E$.

Lindhard définit un paramètre réduit de la collision : $t = \frac{\epsilon^2\ T}{T_m}$.
En utilisant un potentiel d'interaction de Thomas-Fermi, il trouve :

$$\left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n = \int_0^{\epsilon} \frac{1}{t^{3/2}} f(t^{1/2}) \frac{dt}{\epsilon}$$

f(t) est une fonction universelle dépendant de l'énergie de la particule incidente, de sa masse et de celle de la cible. Elle a été calculée numériquement.

c. Parcours d'un ion dans une cible [25] :

α - Parcours moyen et fluctuation :

Le parcours d'un ion s'obtient à partir de la perte d'énergie par unité de longueur :

$$R = \int_0^{E} \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}$$

En utilisant l'énergie et le parcours réduit, ainsi que la relation :

$$\frac{d\epsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\epsilon}{d\rho}\right)_n + k\,\epsilon^{1/2}$$

Lindhard, Scharff et Schiøtt ont dressé des courbes universelles du parcours réduit ρ en fonction de ϵ pour différentes valeurs de k.

Chaque ion frappant la cible perd son énergie au cours d'un grand nombre de chocs. Pour un grand nombre d'ions arrivant sur la cible, il y a donc une dispersion dans les parcours ρ, puisqu'il s'agit d'un phénomène statistique. Les mêmes auteurs ont supposé que la répartition des parcours est une gaussienne centrée sur une valeur moyenne : ils ont calculé l'écart quadratique moyen correspondant.

β - Parcours projeté et fluctuation :

La grandeur qui nous intéresse le plus est la projection du parcours des ions sur leur direction initiale. On l'appelle le parcours projeté moyen. Il est intéressant aussi de connaître la fluctuation du parcours projeté.

Lindhard et Scharff ont montré que pour $\mu = \frac{M_2}{M_1} \leq 1$, le parcours projeté moyen ρ_p est lié au parcours moyen ρ par :

$$\frac{\rho}{\rho_p} = 1 + b(k, \epsilon)\mu.$$

Pour ϵ faible, $b(k, \epsilon) \# \frac{1}{3}$, soit $\frac{\rho}{\rho_p} = 1 + \frac{\mu}{3}$.

Actuellement, les diverses grandeurs - pertes d'énergie nucléaire et électronique, parcours moyen et parcours projeté moyen, fluctuations du parcours et du parcours projeté - sont disponibles sous forme de tables pour une grande variété d'ions de 10 keV à 1 MeV d'énergie arrivant sur diverses cibles [26].

II. FORMATION DE DEFAUTS DANS LA CIBLE [27] :

Les collisions entre un ion incident et les noyaux des atomes de la cible provoquent le déplacement d'un grand nombre de ces atomes. Nous considérerons maintenant que la cible est un cristal de silicium.

II.1. NOMBRE DE DEFAUTS CREES :

L'énergie qu'on doit apporter à un atome du réseau cristallin pour le déplacer de son site est E_d = 13 eV. Un atome incident possédant une énergie supérieure à 2 E_d éjecte de son site dans le réseau un atome avec lequel il entre en collision. Si l'énergie communiquée au deuxième atome est suffisante, il peut à son tour entrer en collision avec d'autres atomes du réseau et les déplacer, jusqu'à ce que son énergie devienne inférieure à E_d. Un atome possédant une énergie E : $E_d < E < 2\ E_d$, peut éjecter de son site un atome du réseau ; après la collision, l'énergie qui lui reste est faible, et il peut prendre la place de l'atome éjecté.

Les atomes déplacés s'arrêtent en général en position interstitielle, sauf ceux qui subissent une collision quand leur énergie est comprise entre E_d et 2 E_d. A la place de ces atomes devenus interstitiels restent des lacunes. L'ensemble constitué par un interstitiel et une lacune est appelé une paire de Frenkel.

En utilisant comme potentiel d'interaction entre atomes un potentiel de Bohr, on a calculé le nombre $\nu(E)$ de paires de Frenkel créées par un ion incident d'énergie E. L'ion incident et les atomes de la cible sont supposés de même nature [28] :

$$\nu(E) = \frac{0,35\ E}{Ed}$$

Quand un ion d'énergie E, de masse M_1, s'arrête dans une cible composée d'atomes de masse M_2, le nombre de paires de Frenkel créées devient :

$$\nu(E) = \frac{1,4\ M_1\ M_2\ E}{(M_1+M_2)^2\ E_d}\ .$$

Ces expressions sont valables pour des ions incidents de très basse énergie : on peut négliger leur perte d'énergie par collisions électroniques. Pour des ions d'énergie plus importante, où l'on doit en tenir compte, Lindhard a calculé le nombre de paires de Frenkel créées ; chaque ion incident d'une énergie de quelques dizaines de keV crée quelques centaines de défauts dans le silicium [29].

Ainsi, le nombre de défauts créés dans un cristal de silicium est très supérieur au nombre d'ions implantés.

II.2 REPARTITION SPATIALE DES DEFAUTS :

On a calculé une répartition des défauts de la cible. La répartition est supposée gaussienne. Le maximum de la répartition se situe un peu plus près de la surface de la cible que le maximum de la répartition des ions implantés. L'écart quadratique moyen de cette répartition est plus grand que celui de la répartition des ions [30][31].

II.3 DEPLACEMENTS DES DEFAUTS ET PROPRIETES ELECTRIQUES :

Quand la température du cristal est suffisante, les lacunes ont tendance à migrer pour former des amas d'environ 50 Å de diamètre. Par l'étude de la résonance paramagnétique des électrons dans le cristal de silicium, on a déterminé quatre états de charge possibles pour une lacune isolée (V^+, V^0, V^- et V^{--}). Chacune de ces lacunes chargées crée un niveau possible dans la bande interdite ; chacune possède

une énergie d'activation : la lacune commence à migrer dans le réseau quand son énergie thermique a atteint cette énergie d'activation. Aux atomes interstitiels correspond également une énergie d'activation. Enfin, il peut y avoir formation de défauts complexes : la combinaison oxygène - lacune est appelée centre A ; la combinaison phosphore - lacune est appelée centre E. Ces défauts complexes se dissocient quand le réseau est porté au-dessus d'une certaine température.

Dans le silicium P, il semble que les atomes interstitiels sont mobiles à partir de 4K, la lacune V^o à partir de 170K. Dans le silicium de type N, au contraire, les lacunes chargées négativement sont mobiles beaucoup plus tôt que les atomes interstitiels. La dissociation des centres E intervient vers 170°C, celle des centres A vers 350°C [32][33].

A la limite, après irradiation par une forte dose d'ions, la surface du cristal est complètement disloquée et il apparaît une couche amorphe. La dose où elle apparaît dépend à la fois de l'impureté de dopage, de l'énergie d'implantation et de l'angle entre le faisceau d'ions et la surface du cristal [34].

Après l'implantation, la plupart des impuretés introduites dans le semi-conducteur se trouvent en position interstitielle dans le réseau cristallin ; en général, elles ne peuvent pas créer de niveau donneur ou accepteur dans ces conditions. La plupart des ions implantés sont donc électriquement inactifs et les défauts créés dans le semi-conducteur conditionnent ses propriétés électriques.

II.4 ELIMINATION DES DEFAUTS PAR RECUIT :

Pour éliminer les défauts créés dans le cristal, on élève sa température. On dépasse ainsi l'énergie d'activation des différentes lacunes et des interstitiels, on brise les défauts complexes et on permet aux ions de dopage de se placer convenablement dans le matériau.

Pour des matériaux faiblement irradiés, donc non complètement disloqués, le recuit se produit en plusieurs paliers. Pour des doses d'irradiation assez fortes pour créer une zone amorphe en surface, la zone disloquée se recristallise par épitaxie en se guidant sur les alignements cristallins sous-jacents. Si le matériau est entièrement disloqué, il se transforme en un matériau polycristallin pendant le recuit.

Les traitements thermiques doivent être poursuivis jusqu'à plus de 900°C pour éliminer la totalité des défauts et rendre actifs tous les ions implantés. En général, on utilise des températures de recuit plus basses, pour ne pas diminuer la durée de vie des porteurs minoritaires dans l'ensemble du matériau semi-conducteur : il subsiste alors des défauts dans les couches implantées. Ils y sont responsables d'une diminution notable de la mobilité des porteurs [35].

II.5 CAS DES IONS CANALISES :

On a fait de nombreuses recherches sur le parcours des ions implantés dans des cibles. Elles ont donné des renseignements sur les profils de répartition des ions et des défauts et sur les propriétés électriques des couches implantées [36]. Elles ont fait apparaître la possibilité de la canalisation d'ions dans des monocristaux [37].

Dans un cristal, il y a des rangées d'atomes, séparées par des espaces rectilignes vides d'atomes appelés canaux. Les directions des canaux sont les directions cristallographiques simples : (110), (111) ou (100) dans le silicium. Un ion arrivant au voisinage de l'axe d'un canal cristallin avec une direction proche de celle de l'axe est soumis à l'action de forces focalisantes. Ces forces sont exercées par les rangées d'atomes formant les parois du canal, et elles maintiennent l'ion incident au voisinage de l'axe. L'ion ne peut donc pas entrer en collision avec les atomes du réseau, sauf d'éventuels atomes interstitiels déplacés par le choc d'un autre ion sur le réseau.

L'ion incident ne perd d'énergie que par collision avec les électrons des atomes formant les bords du canal et par une interaction assez faible avec les noyaux de ces atomes [38]. Le parcours d'un ion canalisé est beaucoup plus long (jusqu'à un facteur 10) que celui d'un ion de même énergie frappant le cristal sous un angle quelconque. L'ion incident crée environ vingt fois moins de défauts dans la cible s'il est canalisé que s'il ne l'est pas : en effet, les défauts proviennent des collisions nucléaires, ici fortement réduites.

Le nombre des ions qui peuvent être canalisés est faible par rapport au nombre total des ions implantés.

III. AVANTAGES DE L'IMPLANTATION IONIQUE :

La sélection des impuretés introduite est très bonne : l'implantation se fait avec un séparateur d'isotopes. Le faisceau initial sortant de la source d'ions comporte plusieurs types d'ions. Après le tri magnétique, on dispose d'un faisceau qui ne contient qu'une concentration d'ions indésirables de l'ordre de 10^{-4}. Le procédé oblige même à choisir un isotope de la substance désirée à l'exclusion des autres.

Lors d'une diffusion thermique, les énergies d'activation mises en jeu sont de l'ordre de 0,1 eV ; cela rend le procédé sensible aux propriétés de surface du matériau de base. Au contraire, la répartition spatiale des ions implantés dans un semi-conducteur est reproductible : lorsque les ions de 10 keV à 1 MeV d'énergie arrivent sur la cible, les propriétés de surface ne peuvent avoir aucune influence sur leur trajet.

Les paramètres sur lesquels on peut jouer lors de l'implantation (énergie des ions, doses d'ions implantés, orientation du cristal par rapport au faisceau d'ions) peuvent être contrôlés de façon précise et reproduits au cours d'une autre expérience.

Les couches réalisées sont stables, puisqu'il s'agit d'un dopage de la masse du semi-conducteur, et non de propriétés de surface comme dans le cas d'une barrière de surface ou d'une résistance évaporée. Un dopage homogène peut être réalisé sur plusieurs centimètres carrés : il suffit de déplacer le faisceau d'ions par rapport à l'échantillon.

Tout le matériel nécessaire à l'implantation ionique existe déjà, sous la forme des séparateurs d'isotopes : ils peuvent délivrer des faisceaux de plusieurs dizaines de µA d'à peu près n'importe quelle substance (à l'exclusion du platine). Quelques modifications mineures permettent de les adapter à l'implantation ionique.

Chapitre IV

APPAREILLAGE UTILISE POUR L'IMPLANTATION.

Nos premiers essais d'implantation d'ions lithium ont été effectués avec un appareil monté par M. Oria à l'INSTN : cet appareil comporte une source à émission thermoionique de type Septier, donnant un faisceau de lithium suffisamment pur pour être utilisé sans tri magnétique des ions émis [39].

La plupart des essais que nous avons réalisés sur l'implantation de bore, phosphore et lithium, l'ont été sur les séparateurs d'isotopes du Centre de Spectrométrie de Masse du CNRS à Orsay. Nous décrirons celui des séparateurs que nous utilisons depuis 1971, et qui a été plus spécialement conçu pour l'implantation [40].

I. DESCRIPTION DE L'APPAREIL :

I.1 LA SOURCE D'IONS ET L'OPTIQUE D'EXTRACTION :

La source du séparateur est une source à plasma. Son principe de fonctionnement est le suivant (cf. fig. 18) :

- des vapeurs d'une substance contenant le corps qu'on veut ioniser sont admises dans une chambre en graphite. Ces vapeurs sont obtenues ou bien à partir d'une fuite réglable sur un ballon contenant un composé gazeux (ex : N_2, A, BCl_3, etc ...), ou bien à partir d'une substance amorphe chauffée à haute température dans un four. La pression de vapeur usuelle est de 10^{-2} à quelques 10^{-3} torr.

- La chambre en graphite est chauffée par des résistances de façon que le four soit le point froid de la source. On évite ainsi des condensations de vapeur dans la chambre. Elle comporte à sa partie supérieure une électrode en tungstène, en forme d'épingle à cheveux, qui est la cathode. Le corps de la chambre en graphite sert d'anode.

- La cathode, chauffée, émet des électrons qui ionisent par chocs les vapeurs contenues dans la source. Un champ magnétique dirigé dans la direction Oz allonge le parcours des électrons, donc le nombre de chocs et d'ionisations. Un arc se créé entre anode et cathode à partir des vapeurs ionisées. Le plasma qui en résulte sort de la source à travers une fente d'extraction de 1 cm de haut et 1 mm de large. Le champ électrique dû à l'électrode d'extraction accélère les ions. Le courant d'arc est limité à 2 ampères. La durée de vie des cathodes est de l'ordre d'une trentaine d'heures.

- La source est placée à la haute tension positive (alimentation 0 à 50 kV régulée à 10^{-5} pouvant débiter 5 mA au maximum). L'électrode d'extraction est munie de réglages de position : avance dans la direction x et rotation autour de l'axe z. Elle est portée à un potentiel négatif de 200 à 300 volts, pour neutraliser la charge d'espace du faisceau. Le reste de l'appareil est au potentiel 0.

- La forme du faisceau extrait de la source dépend de la position de l'électrode, de la tension d'extraction et des caractéristiques du plasma. La divergence usuelle dans le plan horizontal est de 1/20 de radian au total. La divergence en z (dans le plan vertical) est en principe nulle ; en fait, elle est plus ou moins liée à l'énergie d'extraction et à la forme des bords supérieurs de la fente d'extraction.

I.2 ANALYSE MAGNETIQUE DU FAISCEAU DE LA SOURCE :

Le faisceau extrait de la source contient plusieurs types d'ions. Par exemple, pour un faisceau créé à partir d'azote, on trouve des ions azote une fois et deux fois chargés N^+ et N^{++}, et des molécules non dissociées N_2^+ ayant une masse de 28. Pour un faisceau obtenu à partir de BCl_3, le faisceau contient des ions de bore, et de chlore.

Une fois extrait de la source, le faisceau passe entre les pôles d'un aimant, dont l'entrefer est un secteur de tore de 30 cm de rayon et d'un angle de 60°. Cet aimant effectue le tri des particules sui-

vant leur quantité de mouvement et leur charge électrique. Pour des ions d'une charge et d'une énergie données, il fait un tri en fonction de la masse.

Soient xq et m la charge et la masse d'un ion du faisceau, V la tension d'accélération, B l'induction dans l'entrefer de l'aimant, R le rayon moyen de la trajectoire dans l'entrefer, W l'énergie de l'ion.

Un ion suit le rayon moyen R de la chambre à vide placée dans l'entrefer de l'aimant quand les paramètres sont liés par :

$$R = \frac{1}{B}\sqrt{\frac{2\,mV}{xq}}$$

Le tableau ci-après donne les inductions permettant à différents types d'ions de suivre ce rayon moyen :

charge	masse	tension d'accélération	énergie	champ
1q	m	V	qV	B_1
1q	m	2V	2qV	$B_1\sqrt{2}$
1q	2m	V	qV	$B_1\sqrt{2}$
2q	m	V	2qV	$B_1/\sqrt{2}$

L'aimant donne de la fente d'émission une image se trouvant dans le plan focal. La divergence du faisceau à la focalisation est égale à la divergence du faisceau issu de la fente d'émission, multipliée par 0,65. Les différents corps émis par la source donnent des raies de 1 cm de haut dans le plan focal. Les faisceaux correspondants sont séparés par une distance $d_{mm} = 550\,\frac{\Delta m}{m}$.

Pour $\Delta m = 1$ à la masse 100, on a 5,5 mm de séparation entre deux faisceaux. Le faisceau choisi est amené devant une fente dans un diaphragme situé dans le plan de focalisation, et continue seul son trajet au-delà. Si on effectue des séparations sur de faibles masses, on prend un diaphragme de 1,7 mm de large. Pour de très fortes masses, on peut avoir intérêt à en réduire la largeur pour éliminer le maximum de faisceau parasite.

I.3 SYSTEME DE BALAYAGE ET CAISSON D'IMPLANTATION :

A la sortie de la fente de focalisation, le faisceau passe entre deux jeux de plaques de déviation électrostatique croisés. Le premier système, réalisé par nos soins, était alimenté par des signaux triangulaires symétriques de 200 Hz pour le premier jeu de plaques et 2500 Hz environ pour le deuxième jeu ; les tensions pouvaient atteindre 1,5 kV crête-à-crête, les plaques étant attaquées de façon symétrique. Une autre version de ce système a été réalisée à Orsay : elle donne des tensions du même ordre à des fréquences plus basses. Cela facilite un peu les mesures de centrage du faisceau sur la cible et les mesures d'amplitude de balayage au moyen d'un oscilloscope.

Le système est suivi par un tube de 70 cm de long. Puis le faisceau entre dans la chambre d'implantation. Le faisceau peut balayer un carré de 10 cm x 10 cm.

I.4 SYSTEME DE POMPAGE :

On fait le vide avec des pompes primaires à palettes et secondaires à huile munies de pièges à azote liquide. Seul le caisson d'implantation dispose d'une pompe turbomoléculaire, qui garantit un vide poussé et propre de 10^{-6} à 10^{-7} torr et une obtention rapide du vide. La communication avec le reste du séparateur se faisant par la fente de focalisation - de très faibles dimensions - les pompes à huile ne peuvent pas amener de perturbations dans le caisson d'implantation.

Des vannes à passage total découpent le séparateur en quatre sections indépendantes. Cela permet de garder la plus grande partie du séparateur sous un vide de 10^{-6} torr quand on démonte la source ou qu'on monte ou démonte les échantillons dans le caisson d'implantation.

I.5 LIMITES ACTUELLES DE L'APPAREIL :

La haute tension se règle de 0 à 50 kV et on peut ajouter une post-accélération de 100 kV dans le caisson d'implantation. L'appareil peut donc donner des ions monochargés de 150 keV, des ions deux fois chargés de 300 keV et des ions trois fois chargés de 450 keV.

On arrive à faire fonctionner l'appareil avec de très faibles tensions d'accélération : il a donné des faisceaux de l'ordre de 1 µA de phosphore à 2 keV. Pour obtenir des courants plus intenses aux basses énergies, il vaut mieux extraire un faisceau de 30 keV qu'on ralentit avant la cible.

La source peut ioniser tous les éléments, à l'exclusion du platine. L'utilisation des ions multichargés pour obtenir des énergies plus grandes s'accompagne d'une réduction des courants utiles : la source donne environ 90% d'ions monochargés, 10% d'ions deux fois chargés et moins de 1% d'ions trois fois chargés. Le séparateur donne des courants utiles d'environ 100 µA d'ions phosphore monochargés de 25 keV à partir d'un courant d'arc de 2 A et d'un courant total extrait de 1 mA. Les courants utiles d'ions bore sont environ deux fois plus faibles que les précédents. Ces courants augmentent avec la tension d'extraction, mais sont de toute manière plus que suffisants pour implanter de fortes doses d'ions sur plusieurs dizaines de cm^2.

II. DISPOSITIONS PRISES POUR L'IMPLANTATION :

Nous n'avons pas utilisé de faisceaux canalisés. En effet, divers auteurs ont montré que la recherche de la canalisation exige un alignement des faisceaux et des cibles à quelques fractions de degrés près. Cela demande de grandes précautions lors de la préparation des échantillons, en particulier pour la découpe et le rodage, assez peu compatibles avec les méthodes d'un laboratoire de semi-production comme le nôtre. Cela exige un alignement délicat des échantillons dans le séparateur même ; surtout, la divergence variable du faisceau du séparateur pouvant atteindre 3°, cela obligerait à utiliser des diaphragmes pour ne laisser passer qu'une faible partie du faisceau. Pour implanter dans un échantillon de grande surface en gardant un angle d'incidence constant, il faudrait, non pas balayer le faisceau sur un échantillon fixe, mais déplacer l'échantillon sous un faisceau fixe : le système mécanique capable d'effectuer ce déplacement tout en conservant l'homogénéité de l'implantation serait fort compliqué. Les avantages trouvés à l'utilisation de la canalisation ne nous ont pas semblé justifier cette complication de l'équipement.

II.1 BALAYAGE DU FAISCEAU :

Pour tous nos essais, nous voulons que la dose d'ions implantés en tous points de la surface de nos cibles soit la même.

Comme on peut le voir sur les courbes type des fig. 19a et b, la densité de courant du faisceau du séparateur n'est homogène ni dans la direction y, ni dans la direction z. La forme du faisceau dans la direction y dépend des conditions d'extraction de la source : le faisceau peut avoir une densité maximale sur son axe, ou deux maximums situés de part et d'autre de cet axe. La variation suivant z vient de ce que le faisceau est l'image de la fente d'extraction : elle vient de la variation de densité du courant d'ions extrait le long de la fente d'extraction.

Pour une implantation homogène, il faut que tous les points du faisceau passent un même nombre de fois sur tous les points de l'échantillon. C'est ce que nous avons réalisé par un balayage du faisceau dans deux directions perpendiculaires, à deux fréquences non commensurables (cf. fig. 20). Le pas du déplacement est réglé par le rapport entre la fréquence du balayage vertical (triangles symétriques rapides) et la fréquence du balayage horizontal (triangles symétriques lents), et par la longueur Δy balayée. Il doit être de l'ordre de la largeur propre du faisceau. Par exemple, soit un faisceau ayant une divergence totale en y de 1,5°. Sur la cible à 1 m de la fente de focalisation, il donne une tache de 2,6 cm de large ; on déplace le faisceau de $\Delta y = 7$ cm et le rapport des fréquences de balayage est # 10 ; le pas du déplacement est 1,4 cm. Les fréquences de balayage étant premières entre elles, l'oscillogramme dessiné tourne lui-même à quelques hertz, ce qui fait qu'au bout de quelques secondes le faisceau est passé sur tous les points de l'échantillon.

Comme on le voit sur la fig. 21, pour implanter de façon homogène dans un rectangle donné, il faut que la ligne moyenne balaye un rectangle plus grand.

A la précision près de l'appareillage utilisé pour les mesures (2% à 5%), le système donne une bonne homogénéité sur un carré de 10 cm x 10 cm avec des faisceaux de 20 keV.

Avant chaque implantation, on observe à l'oscilloscope le courant d'ions arrivant sur un cache mobile placé devant l'échantillon pour vérifier que les tensions de balayage sont convenablement réglées.

II.2 SYSTEME DE COLLECTION :

Nous avons construit un collecteur à barillet permettant de faire passer successivement six échantillons sous le faisceau d'ions sans ouvrir le caisson collecteur (fig. 22).

Les échantillons sont placés dans des barquettes isolantes qu'on fixe sur le barillet par des glissières en queue d'aronde. L'intérieur des barquettes est parallélipipédique, de dimensions 7 cm (longueur), 3 cm (largeur) et 1 cm (profondeur). Des jeux de cales et des diaphragmes convenables permettent de monter des échantillons de formes et de dimensions très variées : détecteur rectangulaire de grande surface, détecteur épais ou éventuellement plusieurs échantillons de petites dimensions juxtaposés.

L'échantillon est relié électriquement à un contact sur le côté de la barquette. C'est par ce contact, relié à la masse par un circuit de mesure extérieur, que s'écoule le courant d'électrons venant compenser la charge positive amenée sur l'échantillon par le courant d'ions. Un galvanomètre et un intégrateur de courant permettent de mesurer le courant d'implantation et la dose implantée.

En avant du système mobile porte-échantillons se trouve un volet effaçable. Il peut arrêter le faisceau et protège alors l'échantillon avant l'implantation. Le volet sert à faire des mesures sur la valeur du courant d'ions et sur le réglage du balayage du faisceau. Il est également fermé quand on change l'échantillon à implanter. Quand on efface le volet mobile, le faisceau arrive sur l'échantillon.

Devant le volet mobile se trouve un tunnel métallique de 3 cm de long. C'est un cylindre à section rectangulaire 4 cm x 7 cm. Il est porté à un potentiel négatif de - 300 volts. Il sert à repousser sur la cible les électrons secondaires qu'elle émet quand le faisceau d'ions lourds la frappe. Ce dispositif est indispesnable à une mesure correcte des courants d'implantation : un ion lourd peut arracher 2 à 3 électrons à la surface de la cible ; ce départ d'électrons chargés négativement est vu par le galvanomètre comme une arrivée d'ions positifs : il amènerait à surestimer de 100 à 200% la dose d'ions implantés.

L'ensemble est surmonté d'un cache circulaire de grande dimension, qui protège du faisceau d'ions les échantillons qui ne sont pas en position d'implantation, ainsi que les prises et les câbles électriques. Il est percé d'une ouverture de 7 cm x 3 cm (pouvant être partiellement masquée par des diaphragmes interchangeables), située au-dessus du tunnel repousseur d'électrons et de l'échantillon à implanter.

Ce système à barillet nous a donné toute satisfaction : il permet une utilisation rationnelle du séparateur en réduisant le nombre et la durée des ouvertures du caisson d'implantation. Il permet d'implanter dans un grand nombre d'échantillons en des temps réduits. Enfin, il nous a permis d'utiliser des cibles de formes et de volumes très différents, au prix de quelques adaptations mineures sur les diaphragmes et les systèmes de cales des échantillons.

Chapitre V

DETECTEURS REALISES PAR IMPLANTATION D'IONS LITHIUM DANS DU SILICIUM [39].

Les détecteurs réalisés par la technique de la migration des ions de lithium dans le silicium présentent une fenêtre importante pour les particules chargées. L'épaisseur de cette fenêtre est celle de la zone N de la jonction obtenue par diffusion de lithium. Notre but est d'en réduire l'épaisseur. Nous y sommes parvenus en réalisant des détecteurs par implantation de lithium dans du silicium. Nous avons d'abord étudié le comportement de couches de lithium implanté dans du silicium P. Nous avons ensuite appliqué les résultats trouvés à la fabrication de détecteurs dont le silicium de base est compensé par des ions lithium. Ces études ont été menées en collaboration avec M. Oria à l'INSTN.

I. IMPLANTATION D'IONS LITHIUM DANS DU SILICIUM DE TYPE P :

I.1 COMPORTEMENT DES IONS LITHIUM DANS LE SILICIUM :

Le lithium a une très forte mobilité dans le cristal de silicium. Cette propriété est utilisée pour la compensation des impuretés acceptrices d'un matériau de type P par des ions lithium. Mais elle interdit le recuit des couches minces réalisées par implantation de lithium : les gradients de concentration très forts au voisinage de la surface entraîneraient une diffusion sur une grande profondeur.

D'autre part, le lithium est un donneur interstitiel dans le silicium et la masse de son noyau est faible. On peut penser que les défauts créés lors de l'implantation sont moins nombreux que pour des ions de masse plus grande (phosphore par exemple). Un nombre important

d'ions lithium peut se placer dans le réseau à des positions où ils sont électriquement actifs, sans avoir à chasser des atomes de silicium de leur site.

Nous essayerons donc, à l'implantation, de minimiser les défauts créés dans le cristal, par exemple en employant des ions de faible énergie.

I.2 IMPERATIFS TECHNOLOGIQUES :

Dans les détecteurs obtenus par diffusion, la zone de type N est recouverte d'une couche d'or de 400 à 500 Å d'épaisseur. Cette couche a un double rôle. Elle doit faire de la face supérieure du détecteur une surface équipotentielle, et éviter ainsi les allongements de temps de montée pour les signaux venant d'un point éloigné de l'électrode vers le préamplificateur. Elle doit protéger la couche diffusée contre les oxydations, qui risquent d'introduire de fortes résistances en série dans le détecteur. Une couche d'or convenablement déposée sur le détecteur doit être capable de résister à plusieurs traitements de surface (bains d'acide fluorhydrique et de méthanol bouillant).

Nous avons constaté qu'il n'était pas possible de faire tenir une telle couche d'or sur une zone N créée par implantation de lithium dans du silicium. En effet, notre procédé habituel consiste à faire une attaque chimique de la surface, suivie d'un traitement de surface ; l'attaque chimique est ici impossible.

Par contre, si on implante le lithium à travers un contact d'or déjà existant sur le silicium, ce contact garde toutes ses qualités.

Nous avons choisi une épaisseur de contact d'or correspondant au parcours projeté moyen du lithium de l'énergie considérée (20 keV) dans l'or. Cette épaisseur est de 180 Å. Elle est déterminée d'après les courbes de Lindhard.

Ce réglage de l'épaisseur permet, en principe, de ne perdre que la moitié des ions de lithium dans la couche d'or. De plus, les ions ayant traversé cette couche sont fortement ralentis : ils créent donc moins de défauts dans le silicium et sont plus facilement canalisés.

Nous avons cherché quelle est la dose de lithium qu'il faut implanter pour avoir une diode convenable. Nous nous sommes fixés comme critère la forme de la caractéristique directe (la caractéris-

tique inverse pouvant changer du tout au tout en fonction des traitements de surface, ne pouvait pas nous donner d'indication). Nous avons déterminé que la dose minimale à utiliser est de 10^{16} ions/cm^2. A partir de ce point, nous nous sommes intéressés aux traitements de surface.

I.3 TECHNOLOGIE DES DETECTEURS NP :

Elle regroupe les principaux points exposés ci-dessus.

- après découpe et rodage, l'échantillon de silicium P est attaqué chimiquement dans un bain de CP_4 1/10 puis de CP_4 1/3. Vient ensuite un traitement de surface avec du trichloréthylène, du méthanol et de l'acide fluorhydrique. On évapore sur la surface à implanter une couche d'or de 180 Å d'épaisseur (le calibrage se fait par la méthode du quartz oscillant pendant l'évaporation).

- on implante des ions lithium dans le silicium à travers le contact d'or. L'énergie du faisceau est de 20 keV, la dose implantée 3 x 10^{16} à 10^{17} ions/cm^2. L'implantation a lieu à température ambiante, sous un vide de l'ordre de 10^{-6} torr.

- on protège la surface du contact désiré pour la diode définitive avec un scotch anti-acides. On crée alors une mésa de 200 µm de hauteur par sablage. Après un nettoyage de la surface aux ultrasons, on fait une attaque chimique CP_4 1/10 puis CP_4 1/3 sur la mésa et la face arrière. Une variante possible consiste à remplacer le sablage par l'usinage avec un outil à ultrasons.

- on évapore un contact d'or à l'arrière du détecteur (du côté du silicium P).

- on procède aux traitements de surface finals. Quand le courant obtenu en polarisation inverse est assez faible, on vernit le détecteur.

Cette technologie permet d'obtenir des diodes tenant une cinquantaine de volts en inverse, avec un courant de 2 à 6 µA, à partir d'un substrat de silicium P 600 Ω x cm à 1300 Ω x cm. les champs électriques correspondants sont supérieurs à ceux qu'on trouve dans une diode compensée polarisée normalement.

I.4 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES DE LA DIODE :

Nous avons porté sur les fig. 23 et 24 les caractéristiques directe et inverse d'une diode réalisée sur du silicium P de 1300 Ω x cm.

La dose implantée est 7×10^{16} ions/cm^2.

La caractéristique directe est une droite en échelles semi-logarithmiques pour les faibles valeurs de la tension. Cela correspond à une expression de la forme :

$$I = I_s \exp \frac{qV}{mkT}$$

avec m = 2,3. La valeur de m est tout à fait semblable à celle que l'on trouve pour des jonctions réalisées par diffusion de lithium dans le silicium.

La diode commence à claquer quand elle est polarisée en inverse à plus de 40 V.

I.5 REPARTITION DES IONS LITHIUM DANS LE SILICIUM :

Nous avons fait l'étude de cette répartition avec un analyseur d'ions CAMECA : un faisceau d'argon arrache des couches du substrat de façon continue. Les ions arrachés sont triés par un spectrographe de masse, qui permet de mesurer le courant d'ions lithium arrachés pour une certaine vitesse de creusement de l'échantillon.

La mesure du profil fait apparaître une concentration de lithium passant de 10^{17} ions/cm^3 à la surface de l'échantillon à 10^{14} ions/cm^3 à 0,4 µm de la surface. Vers 1,1 µm apparaît un maximum relatif de la concentration des ions lithium ; nous l'attribuons à la présence d'ions canalisés. Le plan de jonction se trouve plus loin, là où la concentration est de $1,7 \times 10^{13}$ ions/cm^3 : en effet, le matériau de base de type P a une résistivité de 600 Ω x cm, ce qui correspond à la présence de $1,7 \times 10^{13}$ ions accepteurs/cm^3 (fig. 25).

La zone située entre la surface et le pic canalisé ne pourra pas être désertée de ses porteurs majoritaires, à moins d'utiliser des tensions de polarisation inverse très fortes. La fenêtre peut s'évaluer dès maintenant à plus de 1 µm.

I.6 EVALUATION DE LA FENETRE D'ENTREE :

On a mesuré la perte d'énergie des particules α de ^{241}Am entrant sous une incidence normale dans le détecteur à travers la zone implantée. Le parcours des α dans le silicium est de 25 µm : ils s'arrêtent donc dans le détecteur.

L'amplitude du signal donné par le détecteur est proportionnelle à l'énergie de la particule α diminuée de l'énergie que cette particule perd dans la fenêtre d'entrée. Le sélecteur d'amplitude utilisé classe les signaux reçus en fonction de leur amplitude. Il dispose de 400 niveaux différents, ou canaux. Les signaux correspondant à des particules dont l'énergie est comprise entre 0 et 17,5 keV sont classés dans le canal 1. Ceux dont l'énergie est comprise entre 17,5 keV et 35 keV sont classés dans le canal 2. Des signaux correspondant à une énergie de 5,47 MeV sont classés dans le canal 312.

Nous avons fait des mesures en polarisant la diode à diverses tensions. Pour chaque mesure, nous avons noté le numéro de canal, qu'on peut transcrire en amplitude de signal. Nous avons mesuré la différence de l'amplitude du signal avec celui que donne une particule perdant 5,47 MeV dans la zone utile du détecteur. Cette différence d'amplitude donne la perte d'énergie dans la fenêtre.

Des particules α de 5,47 MeV perdent 130 keV/µm dans du silicium. On déduit ainsi l'épaisseur de la fenêtre de la mesure de la perte d'énergie de la particule α dans cette fenêtre.

Nous donnons ici les résultats pour un détecteur :

tension de polarisation V_{volts}	n° de canal (hauteur de signal)	n° de canal du signal de référence	Perte d'énergie dans la fenêtre (keV)	Epaisseur de la fenêtre (µm)
0	217	312	1660	12,8
10	290	312	380	2,90
20	295	312	300	2,30
50	301	312	190	1,45

I.7 CARACTERISTIQUES DE DETECTION :

Nous les avons mesurées à l'aide d'une triple source Am, U, Pu, dont les α entrent dans le détecteur à travers la zone implantée et sous une incidence normale. Les résultats pour un détecteur polarisé à 50 V sont montrés à la fig. 26. La résolution en énergie, 35 keV, est comparable à celle d'un détecteur à barrière de surface.

Une fois mise au point la technologie des détecteurs NP implantés, nous l'avons appliquée à la réalisation de détecteurs NIP.

II. IMPLANTATION DE LITHIUM DANS DU SILICIUM INTRINSEQUE :

II.1 TECHNOLOGIE :

Cette technologie s'inspire au maximum de la précédente. On implante les ions lithium dans du silicium compensé, en conservant les mêmes paramètres que précédemment (énergie du faisceau, dose, épaisseur de la couche d'or)(fig. 27) :

- on part d'une diode compensée au lithium, obtenue par diffusion et migration des ions lithium. On s'est assuré que la diode de départ a une bonne résolution en énergie.

- on abrase la zone diffusée en rodant 200 à 300 µm de l'échantillon. On fait une attaque chimique dans des bains de CP_4 1/10 et CP_4 1/3, et on évapore un contact d'or calibré de 180 Å d'épaisseur.

- on implante une dose de 3×10^{16} à 10^{17} ions/cm^2 d'ions lithium d'une énergie de 20 keV.

- on protège le contact d'or par un scotch anti-acides, et on sable les bords du fossé ou de la mésa. On peut également faire une mésa de diamètre plus faible avec un outil à ultra-sons. Après nettoyage, on attaque chimiquement les bords de la mésa, et on évapore un nouveau contact d'or sur la face opposée du détecteur.

- on procède aux traitements de surface finals pour minimiser le courant inverse. On vernit le détecteur.

Cette technologie a fait l'objet d'un brevet de fabrication.

II.2 CARACTERISTIQUES ELECTRIQUES :

La caractéristique directe est semblable à celle des diodes obtenues par diffusion de lithium. La tenue en tension en polarisation inverse est suffisante pour permettre la collection des charges créées dans la diode (400 V pour une diode de 3 mm d'épaisseur).

II.3 MESURE DE LA FENETRE AVEC DES PARTICULES α :

On doit mesurer l'épaisseur de la fenêtre avec des α entrant à travers l'implantation de lithium ou à travers la face opposée. La méthode utilisée est la même que précédemment. Nous avons trouvé, pour une diode de 3 mm d'épaisseur implantée avec 5×10^{16} ions/cm^2 :

Particules α entrant par la face opposée à l'implantation.

V	n° de canal	référence	perte d'énergie	épaisseur de fenêtre
400 V	310	311	18 keV	0,13 µ

La mesure d'amplitude est faite à un canal près : l'épaisseur de fenêtre trouvée n'est donc pas significative. On peut considérer que la fenêtre du détecteur est constituée seulement par le contact d'or déposé à la surface.

Particules α entrant à travers la couche de lithium implanté.

V	n° de canal	référence	perte d'énergie	épaisseur de fenêtre
140	210	311	1770 keV	13,5 µ
215	251	311	875 keV	6,7 µ
300	264	311	650 keV	5 µ
350	274	311	470 kev	3,6 µ

Du côté de la couche implantée, la diode a une fenêtre beaucoup plus épaisse que dans le cas de détecteurs réalisés sur du silicium P. Cela s'explique par le fait que le plan de jonction se trouve maintenant à l'endroit où la concentration des ions implantés est de quel-

ques $10^{10}/cm^3$. De plus, le champ électrique maximal dans la diode est plus faible pour une jonction NIP que pour une jonction NP polarisée à 50 V : la zone désertée de la jonction pénètre très peu dans la zone N de la diode.

La fenêtre de quelques microns d'épaisseur n'est cependant pas gênante dans les conditions réelles d'utilisation : des particules de grande énergie entrent par le côté implanté du détecteur ; elles ont une faible perte d'énergie par micron de silicium au début de leur parcours dans le détecteur. Enfin, rappelons que la fenêtre correspondant à la zone diffusée d'une jonction NIP est supérieure à 100 µm : notre méthode permet de réduire cette fenêtre d'un facteur 30 au moins.

II.4 CARACTERISTIQUES DE DETECTION :

a. Test avec des particules α :

Nous avons testé un détecteur de 8 mm d'épaisseur et 6 mm de diamètre utile avec les particules α de ^{241}Am. Les particules α entraient à travers la couche d'or formant le contact arrière du détecteur. La diode était polarisée à 1800 V et refroidie à la température de l'azote liquide. La résolution en énergie était de 21 keV, comparable à celle obtenue avec une diode NIP diffusée dans les mêmes conditions de test (fig. 28).

b. Test avec un faisceau de protons de 15 MeV :

Nous avons testé un détecteur de 2,5 mm d'épaisseur, implanté dans les conditions habituelles, à l'aide d'un faisceau de protons de 15 MeV. Les protons frappaient une cible d'or déposé sur un support en polystyrène.

Le détecteur était polarisé à 300 V, et refroidi à - 30°C à l'aide d'un thermoélément. Les particules entraient dans le détecteur à travers la zone N de lithium implanté. La résolution en énergie était de 44 keV (fig. 29).

Les détecteurs que nous avons réalisés sont donc utilisables pour des expériences avec les accélérateurs. La technique de l'implantation de lithium permet de fabriquer des détecteurs de grande épaisseur dont les fenêtres sont d'épaisseur très réduites : cela permettra d'analyser des particules de grande énergie à l'aide de plusieurs détecteurs implantés placés l'un à la suite de l'autre.

Chapitre VI

REALISATION DE CONTACTS PAR IMPLANTATION D'IONS BORE ET PHOSPHORE DANS DU SILICIUM.

Nous donnons ici les résultats sur l'implantation de bore et de phosphore dans du silicium. Les courbes présentées dans ce chapitre nous serviront lors de la réalisation de détecteurs à localisation : elles indiquent la dose d'ions phosphore ou bore à implanter pour obtenir un contact de résistance linéique donnée.

I. GRANDEURS CARACTERISTIQUES DES CONTACTS IMPLANTES :

I.1 DEFINITION DES DIFFERENTES GRANDEURS :

a. Résistance linéique :

Considérons un monocristal de semi-conducteur de longueur L et de largeur l. La surface du silicium a été bombardée avec un faisceau d'ions de dopage. En un point situé à la profondeur z au-dessous de la surface de l'échantillon, la concentration des ions implantés est N(z). Soit $N_{act}(z)$ la concentration des ions qui sont devenus électriquement actifs après le recuit du cristal. Nous appelons R la résistance présentée par l'échantillon entre deux bandes conductrices de longueur l, évaporées sur la surface aux abscisses 0 et L (fig. 30).

La conductance d'une couche de semi-conducteur de longueur L, d'épaisseur dz, située à la profondeur z, et où la concentration des ions de dopage est $N_{act}(z)$, a pour valeur :

$$dY = \frac{l}{L} \times q\mu(z) N_{act}(z) dz$$

Calculons la résistance R. Elle est obtenue par la mise en parallèle de toutes les couches de silicium d'épaisseur dz :

$$R = \frac{1}{\sum \frac{1}{dR}} = \frac{1}{\sum dY} \quad \frac{1}{\frac{1}{L}\int_0^{z_0} q\, N_{act}(z)\mu(z)dz}$$

Nous obtenons donc :

$$R = \frac{L}{l} \times \frac{1}{q\int_0^{z_0} N_{act}(z)\mu(z)dz}$$

Cette expression n'est valable que si la longueur L du contact implanté est très supérieure à son épaisseur z_0. La condition précédente est toujours réalisée dans nos expériences : la longueur du contact est au minimum L = 1 cm ; l'épaisseur de l'échantillon est de 500 µm et l'épaisseur de la couche implantée est de l'ordre du micron.

La résistance linéique de la zone implantée est :

$$\frac{dR}{dx} = \frac{1}{l} \times \frac{1}{q\int_0^{z_0} N_{act}(z)\mu(z)dz}$$

La résistance de la zone implantée dépend :

- des dimensions géométriques L et l ;
- des caractéristiques électriques des couches implantées par $\int_0^{z_0} N_{act}(z)\mu(z)dz$.

Dans ce chapitre, nous étudierons les variations de la résistance en fonction de l'énergie et de la dose des ions implantés. Pour cela, nous supposerons que l'échantillon est carré (L = l). Sa résistance est alors :

$$R_{\square} = \frac{1}{q\int_0^{z_0} N_{act}(z)\mu(z)dz}$$

La résistance d'une zone implantée de longueur L et de largeur l différentes, obtenu par implantation de la même dose d'ions par unité de surface, se déduit de $R_\square$ par :

$$R = \frac{L}{l} R_\square \cdot$$

b. Rendement d'implantation :

Examinons quelle serait la valeur de $R_\square$ si tous les ions implantés dans le silicium devenaient électriquement actifs après recuit. Nous supposerons de plus que la mobilité des porteurs dans le silicium implanté est la même que dans le matériau de base. On trouve :

$$R_{\square \text{théorique}} = \frac{1}{q \mu \int_0^{z_0} N(z)dz}$$

Supposons de plus que le nombre de centres donneurs ou accepteurs dans le matériau de base soit négligeable par rapport à celui qui est introduit lors de l'implantation. Nous avons :

$$\int_0^{z_0} N(z)dz = D$$

D est la dose d'ions implantés par unité de surface, exprimée en ions/cm^2. D'où :

$$R_{\square \text{théorique}} = \frac{1}{q \mu D}$$

Nous appelons rendement d'implantation le rapport ρ de la résistance théorique $R_{\square \text{théorique}}$ à la valeur expérimentale $R_\square$:

$$\rho = \frac{R_{\square \text{ théorique}}}{R_\square} = \frac{1}{q \mu D R_\square}$$

c. Influence de la résistance du substrat :

Lors de la mesure de $R_\square$, il ne faut tenir compte que de la résistance due à la couche implantée d'environ 1 micron d'épaisseur. Il faut donc éliminer la résistance du substrat d'épaisseur e et de ré-

sistivité ρ_1. Dans le cas où on a implanté un contact de même type que le substrat, on obtient la résistance $R_\square$ du contact à partir de la valeur mesurée $R_{m\square}$ par :

$$R_\square = \frac{1}{\frac{1}{R_{m\square}} - \frac{e}{\rho_1}}$$

d. Résistance tranversale du contact :

Calculons la résistance présentée par le contact implanté entre deux rectangles de longueur L et de largeur l, situés dans les plans $z = 0$ et $z = z_0$. Nous supposons que ces plans sont des équipotentielles : c'est le cas par exemple si on applique une tension V entre deux contacts rectangulaires déposés sur l'échantillon dans les plans $z = 0$ et $z_1 > z_0$.

$$R_t = \frac{1}{Ll} \int_0^{z_0} \frac{dz}{q\ \mu(z) N_{act}(z)}$$

Pour comparer cette résistance "transversale" du contact implanté à la résistance longitudinale précédemment définie, nous supposerons que l'épaisseur du contact est z_0 et que $N_{act}(z)$ est constant dans toute cette épaisseur, de même que $\mu(z)$. Nous trouvons alors :

$$\frac{R}{R_t} = \left(\frac{L}{z_0}\right)^2 .$$

L'épaisseur du contact est inférieure à 1 micron, sa longueur est de l'ordre de 1 cm. L'ordre de grandeur de R est 10 kΩ. R_t est donc voisin de 10^{-4} s.

Dans les détecteurs à semi-conducteurs, le schéma équivalent comporte la résistance R_t en série avec la capacité de transition C. La constante de temps R_tC est de 10^{-14} s environ, donc complètement négligeable par rapport au temps de collection des particules : quand le contact implanté est recouvert d'une couche métallique évaporée, il n'a aucune influence sur le temps de montée des signaux du détecteur.

e. Autres caractéristiques du contact :

Ce sont :

- la fenêtre présentée par le contact pour les particules chargées ; quand la polarisation appliquée à un détecteur est suffisante, l'épaisseur de cette fenêtre est voisine de 0,1 µm.

- la possibilité de supporter de forts champs électriques sans injecter des porteurs minoritaires dans le matériau du substrat. L'expérience a montré que nos contacts sont non injectants.

I.2 MESURE PAR LA METHODE DES QUATRE POINTES DE LA RESISTANCE D'UN CONTACT IMPLANTE :

Les implantations de phosphore sont réalisées sur du silicium P ; les implantations de bore se font sur du silicium N. De cette façon, il existe une zone inversée à la surface de l'échantillon : on obtient directement la valeur de $R_{\square}$, sans avoir à faire de correction d'après la résistivité du substrat.

Considérons la coupe d'une jonction flottante (fig. 31). Les quatre pointes sont en contact avec la zone de type N à la surface de l'échantillon ; le substrat P n'a aucun potentiel fixé. Il se place donc à un potentiel légèrement supérieur à 0, de façon que la jonction soit polarisée en inverse pour $0 \leqslant x \leqslant x_0$ et polarisée en direct pour $x_0 \leqslant x \leqslant L$. La densité linéique de courant traversant la jonction polarisée en inverse est : $j_i(x)$. La densité linéique de courant dans la partie de la jonction polarisée en direct est : $j_d(x)$. La zone P n'est reliée à aucune électrode : les charges venant de la zone N entrant entre 0 et x_0 sont réinjectées intégralement dans cette zone entre x_0 et L. Donc :

$$\int_0^{x_0} j_i(x) + \int_{x_0}^{L} j_d(x) = 0 \ .$$

Le courant inverse d'une jonction PN est de quelques dizaines de nA ; la perturbation amenée par la zone P pour la mesure des caractéristiques électriques de la zone N est négligeable, puisque les courants de mesure utilisés avec la méthode des quatre pointes sont de plusieurs mA.

L'épaisseur de la couche de silicium intéressée par la mesure est voisine du micron : elle est très faible par rapport à la distance s séparant deux pointes de mesure (s = 1,588 mm pour l'appareil que nous utilisons). Pour interpréter les mesures faites sur des échantillons très minces par la méthode des quatre pointes, F.M. Smits [41] définit une résistivité superficielle linéique de l'échantillon, notée ρ_s. Avec cette notation, la résistance d'un échantillon de longueur L et de largeur l est :

$$R = \rho_s \frac{L}{l} \quad .$$

Soit V la tension entre les pointes centrales et I le courant injecté dans l'échantillon par les pointes extrêmes. Le paramètre ρ_s est alors donné par :

$$\rho_s = \frac{V}{I} \; C\left(\frac{d}{s}\right) \quad .$$

$C\left(\frac{d}{s}\right)$ est un terme correctif tenant compte de la géométrie de l'échantillon. Dans notre cas, nous disposions d'échantillons circulaires de diamètre d = 12 mm ; la distance entre les pointes de mesure était : s = 1,588 mm ; les pointes étaient placées au centre de l'échantillon ; le terme correctif est alors C = 3,92.

Nous remarquons que le paramètre ρ_s défini par Smits est identique à $R_\square$ que nous avons défini précédemment. La méthode des quatre pointes permet donc la mesure de $R_\square$:

$$R_\square = 3,92 \frac{V}{I}$$

pour les échantillons dont nous avons donné les dimensions précédemment.

I.3 MESURES DE RESISTANCES PAR PONT ALTERNATIF :

Pour mesurer la résistance R des zones dopées par implantation, nous avons adopté le montage de la fig. 32.

a. <u>Préparation de l'échantillon</u> :

Sur une face d'un substrat de silicium de type N, on crée un contact N^+ par implantation de phosphore. Le contact est rectangulaire, de longueur L et de largeur l. A ses extrémités x = 0 et x = L,

on dépose par évaporation deux bandes conductrices d'aluminium de longueur l.

Sur la face opposée du substrat de silicium, on crée une barrière de surface ayant les mêmes dimensions que le contact implanté. On polarise la barrière à une tension V. On augmente la tension de polarisation jusqu'à ce que la zone de transition de la diode s'étende dans toute l'épaisseur du substrat : cette condition est réalisée quand les paires électron-trou créées par des particules α entrant à travers le contact implanté sont correctement collectées.

On appelle R la résistance présentée par le contact N^+ entre les deux électrodes d'aluminium. C'est :

$$R = R_{\square} \frac{L}{l}$$

b. Mesure de la résistance de la zone implantée :

On applique entre les deux contacts d'aluminium une tension alternative, et on mesure le courant correspondant. On en déduit la valeur de l'impédance Z que présente le détecteur entre les deux contacts d'aluminium.

La diode a une capacité C, une conductance G et une longueur L. Le contact N^+ a une résistance R. Le schéma équivalent du détecteur est une ligne à constantes réparties, les constantes linéiques étant définies par $\frac{C}{L}$, $\frac{G}{L}$ et $\frac{R}{L}$. Les détecteurs de notre fabrication sont caractérisés par : $C \leqslant 200$ pF ; $R \leqslant 100$ kΩ; $G \leqslant 10^{-7}$ S . Le montage pratique utilisé est le pont de mesure de la fig. 33 ; on peut faire varier la tension de polarisation inverse V du détecteur ; l'équilibrage du pont fournit la valeur de l'impédance Z présentée par le détecteur entre les deux contacts d'aluminium.

Nous démontrons dans l'Annexe n° 1 que lorsque la fréquence des signaux sinusoïdaux de mesure est faible (nous avons pris f = 300 Hz), on a :

$$Z = R$$

La méthode permet de mesurer la résistance de la zone implantée des détecteurs à localisation dans les conditions réelles d'utilisation de ces détecteurs, c'est-à-dire quand la zone de transition de la diode atteint le contact implanté.

II. IMPLANTATION D'IONS PHOSPHORE :

II.1 PREPARATION DES ECHANTILLONS :

Nous avons réalisé les essais en implantant des ions phosphore dans du silicium de type P. Les échantillons de silicium étaient préparés avec deux attaques chimiques successives, et un nettoyage de la surface au trichloréthylène, méthanol et acide fluorhydrique. Nous avons mesuré les résistivités superficielles par la méthode des quatre pointes.

Nous avons également implanté des ions phosphore dans du silicium de type N. Dans ce cas, nous avons ensuite créé une barrière de surface sur la face du substrat opposée à l'implantation. Nous avons mesuré la résistance longitudinale du contact implanté avec le pont alternatif décrit au I.3. La concordance entre les mesures sur ces deux types d'échantillons est bonne.

Les implantations ont lieu à température ambiante.

Nous avons recuit les échantillons dans un four Adamel, soit sous un vide de 10^{-5} torr, soit sous une atmosphère d'argon sec. Les échantillons atteignent la température de recuit consignée environ 15 mm après leur introduction dans le four. On les maintient alors 15 mm à cette température. Le refroidissement jusqu'à la température ambiante dure 30 mn.

II.2 VARIATIONS DE LA RESISTANCE D'UN CONTACT AVEC LA DOSE IMPLANTEE ET LA TEMPERATURE DE RECUIT :

L'énergie des ions phosphore est 15 keV. La dose d'ions implantés va de 3×10^{12} à 10^{16} ions/cm^2. Nous avons procédé à des recuits successifs sur les mêmes échantillons. Les températures de consigne correspondantes étaient : 310°C, 350°C, 380°C, 460°C, 530°C, 600°C, 720°C, 820°C, 920°C et 950°C.

a. Variations de la résistance du contact :

Les résultats des mesures se trouvent sur la fig. 34, où nous avons porté la résistance du contact en fonction de la température de recuit. La dose d'ions implantés est prise comme paramètre. D'après les courbes de la fig. 34, nous pouvons distinguer trois types de comportement des échantillons lors des recuits successifs.

i) Quand la dose d'ions phosphore utilisée est faible (3×10^{12} ions/cm^2) la résistance du contact implanté varie peu avec la température de recuit. La plupart des ions phosphore sont donc actifs dans le silicium après le premier recuit effectué à 310°C. La résistance du contact présente un maximum après un recuit à 530°C. On peut expliquer ce phénomène à partir de l'étude des variations de la mobilité des porteurs avec la température de recuit du silicium. Divers auteurs [42] ont montré que la mobilité passe par un minimum pour les températures de recuit comprises entre 500°C et 600°C. Les défauts créés dans le silicium pendant l'implantation sont peu nombreux, et une grande partie des ions phosphore sont déjà actifs dans le silicium vers 300°C : les variations de la mobilité des porteurs ont une influence prépondérante sur la résistance du contact implanté.

ii) Les échantillons implantés avec des doses moyennes d'ions phosphore (10^{13} à 3×10^{14} ions/cm^2) se comportent de façon différente. La résistance du contact implanté décroît quand la température de recuit passe de 300°C à 700°C. Au-dessus de 700°C, les variations de la résistance deviennent très faibles.

iii) Quand la dose d'ions phosphore atteint 10^{15} ions/cm^2, la surface de l'échantillon est amorphe après l'implantation : le nombre de défauts créés est beaucoup plus grand que précédemment. La résistance décroît lentement quand la température de recuit augmente jusqu'à 450°C ; entre 450°C et 600°C, la résistance décroît rapidement. Elle reste stable entre 600°C et 800°C et décroît à nouveau rapidement quand la température de recuit passe de 800°C à 900°C.

La guérison des défauts créés par les ions implantés dans le silicium exige des températures d'autant plus élevées que la dose d'ions est plus importante. Quand la dose d'ions implantés dépasse 10^{15} ions/cm^2, il y a apparition d'une couche amorphe à la surface du cristal : la guérison des défauts correspondants a surtout lieu dans certaines gammes de températures de recuit (450°C à 600°C et 750°C à 900°C).

Pour le recuit des contacts de détecteurs à localisation, nous utilisons une température de 450°C : des températures supérieures risquent de détériorer le substrat de silicium en diminuant la durée de vie des porteurs minoritaires. D'après la résistance de contact voulue,

nous déterminons la dose d'ions à implanter en nous reportant à la fig. 35. Sur cette figure, nous avons porté les variations de la résistance de contact en fonction de la dose d'ions phosphore implantés, la température de recuit étant prise comme paramètre.

b. Variations du rendement d'implantation :

Ce rendement est défini par :

$$\rho = \frac{R_{\square\,\text{théorique}}}{R_{\square}} = \frac{1}{q\ \mu\ D\ R_{\square}}$$

La valeur de la mobilité des porteurs dans la zone implantée est variable suivant les échantillons.

Pour définir la résistance superficielle théorique, nous nous sommes donc fixé une valeur de la mobilité : nous avons utilisé celle qui existe dans le matériau de base, soit : $\mu = 1{,}2 \times 10^{3}$ cm^2 x V^{-1} x s^{-1}. D est la dose d'ions implantés, en ions/cm^2.

Sur la fig. 36, nous avons porté les variations du rendement d'implantation en fonction de la température de recuit, avec la dose d'ions implantés comme paramètre. En fonction de la dose, nous distinguons trois types d'échantillons :

i) La dose d'ions implantés est faible (3×10^{12} ions/cm^2). Le rendement passe de 45% pour un recuit à 310°C à 25% pour un recuit à 530°C. Puis il augmente jusquà 38% quand la température croît jusqu'à 900°C.

ii) Pour les échantillons implantés avec une dose moyenne (10^{13} à 3×10^{14} ions/cm^2), le rendement croît régulièrement quand la température de recuit passe de 310°C à 600°C. Pour une même température de recuit, il décroît fortement quand la dose d'ions implantés augmente. Par exemple, après un recuit à 600°C, le rendement est de 31% pour l'échantillon implanté avec 10^{13} ions/cm^2 ; il tombe à 7,4% pour celui où l'on a implanté 10^{14} ions/cm^2, et 2,9% pour celui où l'on a implanté 3×10^{14} ions/cm^2.

iii) La dose d'ions implantés est forte (10^{15} ions/cm^2 à 10^{16} ions/cm^2). Le rendement d'implantation est très faible après un recuit à 310°C. Puis il augmente rapidement avec la température de recuit.

c. Résistance du contact en fonction de la dose d'ions implantés et de la température de recuit :

Sur la fig. 37, nous avons représenté les variations du rendement d'implantation ρ en fonction de la dose d'ions implantés. Nous appelons t_r la température de recuit exprimée en °C, et T_r cette même température exprimée en K. Les courbes représentant $\text{Log}\,\rho = f(\text{Log}\,D)$ sont des segments de droite dans les deux intervalles suivants :

$(310°C \leqslant t_r \leqslant 600°C \quad \text{et} \quad 10^{13} \leqslant D \leqslant 10^{15}$ ions/cm^2)

et $(600°C \leqslant t_r \leqslant 820°C \quad \text{et} \quad 5 \times 10^{13} \leqslant D \leqslant 10^{15}$ ions/cm^2).

Nous pouvons donc poser :

$$\frac{\Delta \text{Log}\,\rho}{\Delta \text{Log}\,D} = -m(t_r)$$

Les variations de m avec la température de recuit sont faibles ; la fig. 38 montre que m varie entre 0,83 et 0,71 quand t_r passe de 310°C à 920°C : les segments de droite précédemment définis sont à peu près parallèles. Nous les décrivons par leur pente $m(t_r)$ et l'ordonnée $\rho_{10^{13}}$ où ils coupent la droite $D = 10^{13}$ ions/cm^2. D'où l'expression du rendement :

$$\rho(D, t_r) = \frac{\rho_{10^{13}}(t_r)}{\left(\frac{D}{10^{13}}\right)^{m(t_r)}}$$

Sur la fig. 38, nous montrons les variations de $\rho_{10^{13}}$ avec la température de recuit. On voit que :

$$\log \rho_{10^{13}} = f(t_r)$$

est une droite. Nous pouvons donc exprimer $\rho_{10^{13}}$ en fonction de la température de recuit par une expression de la forme :

$$\rho_{10^{13}} = \alpha \exp(\beta t_r).$$

Nous supposons de plus que $m(t_r) \# 0,75$ quelle que soit la température de recuit. Nous trouvons finalement :

$$\rho(D, T_r) = 1,5 \times 10^8 \exp\left(\frac{3\ T_r}{1000}\right) D^{-0,75}$$

Nous en déduisons la valeur de la résistance du contact :

$$R_\square = \frac{1}{q\mu\rho\ D} = 2,9.10^7\ D^{-0,25} \exp\left(-\frac{3\ T_r}{1000}\right)$$

$R_\square$ est exprimée en Ω, D en ions/cm^2 et T_r en K.

Rappelons que cette expression est valable dans les deux intervalles définis précédemment :

$(580\ K \leqslant T_r \leqslant 870\ K \quad \text{et} \quad 10^{13} \leqslant D \leqslant 10^{15}$ ions/cm^2)

et $(870\ K \leqslant T_r \leqslant 1090\ K \quad \text{et} \quad 5.10^{13} \leqslant D \leqslant 10^{15}$ ions/cm^2).

D'un point de vue pratique, il est plus commode et plus juste de lire la résistance du contact sur les courbes de la fig. 35. La formule précédente a cependant le mérite de montrer clairement que la conductance du contact n'augmente pas proportionnellement à la dose d'ions implantés : la résistance décroît en $D^{-0,25}$ et non pas en D^{-1}.

II.3 VARIATIONS DE LA RESISTANCE D'UN CONTACT AVEC L'ENERGIE DES IONS IMPLANTES :

Nous avons implanté des ions phosphore d'une énergie de 10 keV, 15 keV, 25 keV et 40 keV dans du silicium de type N. La dose utilisée était 2×10^{14} ions/cm^2. Nous avons recuit les échantillons à 460°C.

Les variations de la résistance du contact implanté sont montrées sur la fig. 39. Elle passe de 1,1 kΩ pour des ions de 10 keV à 1,8 kΩ pour des ions de 40 keV.

Ce résultat s'explique si l'on considère qu'un ion phosphore de 40 keV créé plus de défauts dans le silicium qu'un ion phosphore de 10 keV à 25 keV. Le recuit ne guérit qu'une partie des défauts créés dans le cristal de silicium : il subsiste d'autant plus de défauts dans l'échantillon qu'ils étaient plus nombreux au départ.

On améliore le rendement d'implantation en utilisant des faisceaux d'ions de faible énergie. Pour obtenir ces faisceaux avec un séparateur d'isotopes, on peut procéder de deux façons :

- ou bien utiliser une tension d'accélération des ions très faible ; mais le courant d'ions obtenu est alors insuffisant et le faisceau difficile à focaliser. En pratique, on n'utilise pas de tension d'accélération inférieure à 10 keV.

- ou bien utiliser une tension d'accélération de 30 à 50 kV, et ralentir les ions quand ils arrivent dans le voisinage de la cible. Mais le problème de l'homogénéité de balayage du faisceau n'a pas encore été résolu dans ce cas.

Les inconvénients de ces deux procédés font qu'en pratique, nous utilisons des ions de 15 keV ou 25 keV d'énergie. Par ailleurs, nous avons essayé de réduire l'énergie des ions implantés dans le silicium en disposant une mince couche métallique à la surface des échantillons : les ions sont ralentis dans ce contact avant de pénétrer dans le silicium, et le procédé équivaut à une réduction de l'énergie des ions implantés.

II.4 ETUDE DE L'IMPLANTATION D'IONS PHOSPHORE DANS DU SILICIUM A TRAVERS UNE COUCHE D'ALUMINIUM :

α - Préparation des échantillons et résultats des mesures :

Nous avons obtenu des résultats intéressants en implantant des ions phosphore dans du silicium dont la surface est protégée par une mince couche d'aluminium.

On dépose par évaporation sous vide une couche d'aluminium sur la surface d'un échantillon de silicium. L'épaisseur du dépôt d'aluminium est contrôlée pendant l'évaporation par la méthode du quartz oscillant. Nous avons utilisé des épaisseurs allant de 0 à 665 Å.

Les ions phosphore implantés ont une énergie de 25 keV. L'implantation a lieu à la température ambiante. La dose utilisée est de 2×10^{14} ions/cm^2. Après l'implantation, on dissout le dépot d'aluminium dans l'acide fluorhydrique. Puis on recuit l'échantillon. Nous avons effectué deux recuits successifs sur nos échantillons : l'un à 150°C pendant 120 h ; l'autre à 460°C pendant 15 mn. Après chaque

recuit, nous avons créé une barrière de surface sur la face de l'échantillon opposée à l'implantation. Nous avons mesuré la résistance du contact avec le pont alternatif décrit au I.3.

Les variations de la résistance en fonction de l'épaisseur de la couche d'aluminium sont données à la fig. 40.

Quand la température de recuit est faible (150°C), la courbe de résistance présente un premier minimum pour une épaisseur d'aluminium comprise entre 100 Å et 185 Å. La résistance obtenue en implantant les ions phosphore à travers 100 Å d'aluminium est deux fois plus faible qu'en les implantant dans du silicium non protégé. En implantant les ions à travers 275 Å d'aluminium, nous obtenons encore une résistance de contact 20% plus faible qu'en implantant dans le silicium non protégé. La résistance du contact augmente ensuite avec l'épaisseur du dépôt d'aluminium. Elle se stabilise quand cette épaisseur est comprise entre 450 et 600 Å, puis augmente rapidement.

Quand le recuit est effectué à une température de 460°C, le minimum de la courbe de résistance disparaît. A la place, on obtient une augmentation régulière de la résistance avec l'épaisseur d'aluminium jusqu'à 450 Å. Vers 600 Å, la courbe présente un minimum relatif, puis elle croît à nouveau.

β - Interprétation des résultats :

D'après les tables de Gibbons [26], le parcours projeté moyen d'ions phosphore de 25 keV implantés dans le silicium est $\overline{R}_p$ = 317 Å. La fonction représentant la concentration des ions phosphore en fonction de la profondeur a un écart quadratique moyen $\overline{\Delta R}_p$ = 113 Å. Pour des ions phosphore de 25 keV implantés dans l'aluminium, on trouve $\overline{R'}_p$ = 276 Å et $\overline{\Delta R'}_p$ = 95 Å. Les répartitions des ions implantés dans l'aluminium et dans du silicium sont donc sensiblement les mêmes. Nous pouvons considérer que, pendant le ralentissement des ions phosphore, la couche d'aluminium joue le même rôle qu'une épaisseur égale de silicium. La couche d'aluminium est ensuite enlevée avant le recuit de l'échantillon. Nous avons représenté, sur la fig. 41, la concentration des ions phosphore dans l'échantillon avec et sans la couche d'aluminium.

L'échantillon est bombardé avec une dose D d'ions phosphore. Les ions sont ralentis dans la couche d'aluminium, et une partie d'entre eux s'arrête dans le dépôt métallique ; leur nombre correspond à une dose D_{Al}, égale à l'aire comprise sous la courbe de répartition des ions phosphore dans l'aluminium. Les ions qui ont traversé l'aluminium représentent une dose $D_{Si} = D - D_{Al}$. Ils pénètrent dans le silicium avec une énergie comprise entre 0 et 25 keV. En moyenne, leur énergie est inférieure à 25 keV. Ces ions créent donc moins de défauts dans l'échantillon qu'un nombre égal d'ions phosphore d'une énergie de 25 keV.

Nous pouvons considérer deux cas :

- un recuit à faible température guérit une faible proportion des défauts créés dans le silicium. La résistance du contact implanté croît avec le nombre de défauts présents dans l'échantillon et décroît avec la dose d'ions phosphore D_{Si}. Quand l'épaisseur d'aluminium croît entre 0 et 180 Å, le nombre de défauts décroît plus rapidement que le nombre d'ions phosphore D_{Si}. La résistance R_D présente donc un minimum quand l'épaisseur d'aluminium utilisée est 100 Å à 180 Å.

- un recuit à forte température guérit une proportion importante des défauts créés dans le silicium. Le nombre de défauts subsistant dans l'échantillon décroît donc moins vite que précédemment avec l'épaisseur d'aluminium, et le minimum de la courbe de résistance disparaît.

Enfin, nous devons considérer un troisième phénomène : lors du ralentissement des ions phosphore dans la couche d'aluminium, des atomes d'aluminium sont projetés dans le silicium. En effet, lors de la collision d'un ion phosphore et d'un atome d'aluminium, le premier peut transférer au second une énergie T :

$$0 \leq T \leq \frac{4\, M_1\, M_2}{(M_1+M_2)^2}\, E$$

avec $M_1 = 31$ et $M_2 = 27$. Si l'énergie de l'ion phosphore incident est 25 keV, on trouve :

$$0 \leq T \leq 25 \text{ keV}.$$

L'énergie T peut être suffisante pour permettre à un atome d'aluminium de pénétrer dans le silicium, où il peut devenir électriquement actif en créant un niveau accepteur (conduction de type P). Le phénomène semble d'une importance restreinte, puisque les échantillons de silicium implantés suivant ce procédé ont une forte conductivité de type N.

ϭ - Application à la réalisation de contacts pour les détecteurs :

Les contacts que nous avons réalisés par implantation à travers une couche d'aluminium supportent de forts champs électriques avec des courants plus faibles que les contacts obtenus en implantant directement le phosphore dans le silicium.

Nous rapprocherons ce résultat de celui obtenu par Monfret [43]: la tension de claquage en polarisation inverse d'une diode obtenue par implantation de phosphore dans du silicium augmente quand on enlève la couche superficielle de silicium après l'implantation.

Nous utilisons donc la méthode de l'implantation de phosphore à travers une couche d'aluminium de 600 Å. Sur la fig. 42, nous indiquons les variations de la résistance des contacts obtenus en implantant des doses de phosphore comprises entre 5×10^{12} et 2×10^{14} ions/cm^2.

III. IMPLANTATION D'IONS BORE :

Les ions bore ont été implantés dans le silicium à température ambiante. L'énergie était de 15 keV. Les doses implantées allaient de 3×10^{12} ions/cm^2 à 10^{16} ions/cm^2. Nous avons procédé à trois recuits successifs sur les échantillons ; les températures de recuit utilisées étaient 260°C, 360°C et 490°C.

Les fig. 43, 44 et 45 montrent les variations de la résistance du contact avec la dose d'ions implantés et la température de recuit. Après un recuit à 260°C, la résistance varie assez peu avec la dose implantée entre 3×10^{12} et 3×10^{14} ions/cm^2 ; puis elle décroît rapidement quand la dose d'ions bore implantés augmente. Après un recuit à 360°C, la résistance diminue continuellement quand la dose d'ions augmente entre 3×10^{12} et 10^{16} ions/cm^2. Le recuit à 490°C modifie assez peu la variation des résistances par rapport au cas précédent.

Comme dans le cas du phosphore, nous définissons le rendement d'implantation ρ :

$$\rho = \frac{R_{\square\,\text{théorique}}}{R_{\square}} = \frac{1}{q\mu\, D\, R_{\square}}$$

μ est la mobilité des porteurs ($\mu = 3 \times 10^2$ cm^2.V^{-1}.s^{-1}) ; D est la dose implantée en ions/cm^2.

Nous avons tracé les variations du rendement d'implantation en fonction de la dose d'ions implantée et de la température de recuit à la fig. 46. Le recuit à 490°C permet d'obtenir un rendement d'implantation de 45% pour l'échantillon implanté à faible dose (3×10^{12} ions/cm^2). Ce rendement diminue fortement quand la dose d'ions augmente ; il n'est plus que de 1,2% pour une dose de 10^{15} ions/cm^2. D'une façon générale, les rendements d'implantation obtenus avec les ions bore sont plus élevés que ceux caractérisant les ions phosphore. En effet, le nombre de dislocations créées dans le silicium par un ion bore et un ion phosphore de même énergie sont différents ; en supposant que le nombre de paires de Frenkel $\nu(E)$ créées dans une cible de masse M_2 par des ions de masse M_1 et d'énergie E est :

$$\nu(E) = \frac{1{,}4\, M_1\, M_2}{(M_1+M_2)^2}\ \frac{E}{Ed} \quad , \quad E_d = 13 \text{ eV.}$$

On trouve pour des ions de 15 keV :

phosphore : $\nu_P(E) = 405$
bore : $\nu_B(E) = 320$

Nous avons employé la même méthode que dans le cas du phosphore pour montrer la variation de la résistance du contact avec la dose implantée et la température de recuit. Nous avons trouvé :

$$R_{\square} = 2{,}1 \times 10^7\ D^{-0{,}15} \exp\left(\frac{-4{,}9\, T_r}{1000}\right)$$

$R_{\square}$ est exprimée en Ω ; D en ions/cm^2 ; T_r en K.

Cette expression est valable dans l'intervalle défini par :

$10^{13} \leq D \leq 3 \times 10^{14}$ ions/cm^2 et $260 \leq t_r \leq 490$°C.

On voit que la résistance du contact décroît moins rapidement que dans le cas du phosphore quand on augmente la dose implantée. Par contre, la résistance évolue plus rapidement que dans le cas du phosphore en fonction de la température de recuit.

La zone qui nous intéresse particulièrement pour la réalisation de contacts sur des détecteurs à localisation correspond à l'implantation de 3×10^{12} à 3×10^{14} ions/cm^2 de bore. La température de recuit utilisée est 490°C.

Pour fabriquer des détecteurs à localisation, il est nécessaire de réaliser sur une des faces du détecteur un contact de résistance donnée. L'étude que nous venons de faire nous permet de choisir la dose d'ions bore ou phosphore qu'il faut implanter dans le silicium pour obtenir un contact ayant la résistance requise.

Chapitre VII

DETECTEURS A LOCALISATION.

Nous avons appliqué les travaux décrits au chapitre précédent à la réalisation de détecteurs à localisation. Ces détecteurs fournissent une information sur la position du point d'impact des particules ionisantes, en même temps qu'une mesure de l'énergie de ces particules. Leur principe de fonctionnement a déjà été décrit : ils réalisent une division des charges créées par ionisation au moyen d'un contact de résistance linéique constante. Ce contact est réalisé par implantation d'ions bore ou phosphore dans le silicium constituant le matériau de base du détecteur.

Nous décrirons d'abord la constitution exacte de nos détecteurs. Puis nous examinerons les équations régissant l'écoulement des charges électriques créées dans le détecteur par un événement ionisant. Nous préciserons le mécanisme de collection des charges. Enfin, nous en tirerons un modèle électrique du détecteur à localisation ; l'étude de ce modèle nous permettra de calculer les charges amenées aux appareils de mesure réunis aux électrodes du détecteur.

I. CONSTITUTION DU DETECTEUR :

Le détecteur est réalisé à partir d'un parallélépipède de silicium N de longueur L, de largeur l et d'épaisseur e. Nous l'avons représenté à la fig. 47 ; le système d'axes de référence a été choisi de façon que la longueur est dirigée suivant l'axe Ox, la largeur suivant l'axe Oy et l'épaisseur suivant l'axe Oz.

Sur la face du détecteur située dans le plan z = 0, on crée une zone P^+ en réalisant une barrière de surface. Cette zone est homogène et d'épaisseur négligeable. Nous supposons également que la couche d'or déposée sur le détecteur est parfaitement conductrice.

Sur la face opposée, on crée une zone N^+ par implantation d'ions phosphore. Cette zone a une épaisseur très faible devant l'épaisseur de la zone N. Nous la supposons homogène : entre les cotes $z = z_N$ (plan de jonction entre la zone N et la zone N^+) et z = e, la concentration des ions donneurs est indépendante de z, et très supérieure à la concentration des ions donneurs dans la zone N. Nous appelons σ_s la conductivité superficielle de la zone N^+. Aux deux extrémités de la zone N^+, on crée une bande parfaitement conductrice, dirigée suivant Oy et de longueur l. Les deux bandes se trouvent aux abscisses x = 0 et x = L.

On réunit la zone P^+ du détecteur à la masse. On réunit à une source de potentiel + V_i les deux bandes conductrices placées sur la zone N^+. La tension + V_i est telle que la diode est polarisée en inverse. Nous supposons de plus que cette tension de polarisation est très supérieure à la hauteur de barrière : $V_i \gg V_o$.

Enfin, il peut y avoir des perturbations dépendant du temps qui modifient la répartition des potentiels dans le détecteur polarisé.

II. ETABLISSEMENT DU MODELE D'UN DETECTEUR A LOCALISATION :

II.1 EQUATION DU DETECTEUR :

* Considérons le détecteur précédemment décrit. Sur un axe vertical (de direction Oz), défini par les coordonnées x et y, nous appelons V(x, y, t) la différence de potentiel entre le point situé à la cote z = 0 (dans la zone P^+) et le point situé à la limite de la charge d'espace dans la zone N^+. Nous supposons qu'en tout point et à tout instant, V(x, y, t) est suffisant pour que la zone de transition s'étende dans la zone N^+. Nous appelons z_0 la cote du point situé à la limite de la zone de charge d'espace.

Nous supposons que les variations possibles de la différence de potentiel V(x, y, t) entraînent des variations de l'épaisseur de la zone de charge d'espace située dans la région N^+, négligeables devant l'épaisseur de cette région. Soit :

$$d(z_0 - z_N) \ll e - z_0$$

La conductivité superficielle de la zone N^+ est donc indépendante de V(x, y, t).

* Introduisons les potentiels φ et ψ. W_i et W_F étant l'énergie du milieu de la bande interdite et l'énergie de Fermi du semi-conducteur au point considéré (repérées par rapport à un même niveau d'énergie arbitraire), on a :

$$W_i = - q\psi$$

$$W_F = - q\varphi$$

Sur un axe de direction Oz, passant par (x, y), nous appelons :

• φ_0 et ψ_0 les valeurs de φ et ψ dans la zone N^+, à la limite de la zone de charge d'espace (cote $z = z_0$).

• φ_{p^+} et ψ_{p^+} les valeurs de φ et ψ dans la zone P^+, à la limite de la zone de charge d'espace (cote z = 0).

Nous avons :

$$\varphi_0 - \varphi_{p^+} = V(x, y, t)$$

$$\varphi_0 = \psi_0 + (\varphi_0 - \psi_0)$$

$$\varphi_{p^+} = \psi_{p^+} + (\varphi_{p^+} - \psi_{p^+})$$

D'où : $$V(x, y, t) = \psi_0 - \psi_{p^+} + \left[(\varphi_0 - \psi_0) - (\varphi_{p^+} - \psi_{p^+})\right] \quad (1)$$

Les quantités $\varphi_0 - \psi_0$ et $\varphi_{p^+} - \psi_{p^+}$ ne dépendent que du nombre des atomes de dopage dans les zones N^+ et P^+, que nous avons supposées homogènes.

La différence de ces deux quantités est la hauteur de barrière V_0 :

$$V(x, y, t) = \psi_0 - \psi_{p^+} - V_0 \qquad (2)$$

* Sur la fig. 48a, nous avons représenté les variations de la charge des ions fixes et du champ électrique dans le détecteur. Les concentrations N_A^- et N_2 d'atomes de dopage dans les zones P^+ et N^+ sont très supérieures à la concentration N_1 des atomes de dopage dans la zone N. En particulier, nous supposons l'épaisseur de la zone P^+ négligeable, et la charge qu'elle contient est considérée comme une charge superficielle.

Résolvons l'équation de Poisson dans la zone de charge d'espace, en supposant provisoirement que la jonction est homogène et soumise à une différence de potentiel uniforme, et que le potentiel ψ est nul en z = 0. Dans la zone N :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = - \frac{qN_1}{\varepsilon}$$

Dans la zone N^+ :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = - \frac{qN_2}{\varepsilon}.$$

En exprimant successivement que :

- le potentiel ψ est nul en z = 0
- il y a continuité du potentiel ψ et du champ électrique $\frac{d\psi}{dz}$ au passage de la zone N à la zone N^+.
- le champ électrique $\frac{\partial \psi}{\partial z}$ est nul en z = e,

nous obtenons l'expression du potentiel ψ pour un point situé à la cote z dans la zone N et dans la zone N^+ :

$$\text{zone N} : \psi(z) = - \frac{qN_1 z^2}{2\varepsilon} + \left[\frac{qN_2 z_0}{\varepsilon} - \frac{qz_N}{\varepsilon} (N_2 - N_1) \right] z \qquad (3)$$

$$\text{zone } N^+ : \psi(z) = - \frac{qN_2 z^2}{2\varepsilon} + \frac{qN_2 z_0 z}{\varepsilon} + \frac{qz_N^2}{2\varepsilon} (N_1 - N_2) \qquad (4)$$

Le potentiel ψ_0 du point z_0 est donné par :

$$\psi_0 = + \frac{qN_2 z_0^2}{2\varepsilon} + \frac{qz_N^2}{2\varepsilon} (N_1 - N_2)$$

La charge Q des ions fixes stockée dans la jonction est :

$$Q = qN_1 z_N + qN_2 (z_0 - z_N)$$

Nous en tirons :

$$\frac{\partial Q}{\partial \psi_0} = \frac{\partial Q}{\partial z_0} \times \frac{\partial z_0}{\partial \psi_0} \quad \text{avec :}$$

$$\frac{\partial Q}{\partial z_0} = qN_2 \quad \text{et} \quad \frac{\partial \psi_0}{\partial z_0} = \frac{qN_2 z_0}{\varepsilon}$$

soit : $$\frac{\partial Q}{\partial \psi_0} = \frac{\varepsilon}{z_0} = C$$

C est la capacité par unité de surface de la jonction.

De plus, comme $d\psi_0 = dV(x, y, t) + d(\psi_{p^+} + V_0) = dV(x, y t)$, cette relation s'écrit :

$$\frac{\partial Q}{\partial V} = \frac{\varepsilon}{z_0} = C \qquad (5)$$

* Examinons à présent ce qui se passe quand le potentiel ψ du point situé à l'extrémité de la zone de charge d'espace dans la zone N^+ varie avec l'abscisse x de ce point. Nous appelons ψ_0 le potentiel du point situé en x = 0, et ψ_1 celui du point placé à l'abscisse x.

Nous posons que : $\psi_1(x) = \psi_0 + Ax$, étant entendu que les variations Ax sont faibles devant ψ_0, et que le coefficient A est positif. On a :

$$\psi_1 = \psi_0 + Ax = \frac{qN_2 z_1^2}{2\varepsilon} + \frac{qz_N^2}{2\varepsilon} (N_1 - N_2)$$

z_1 étant la cote de l'extrémité de la zone de charge d'espace au point d'abscisse x, z_0 la cote au point d'abscisse 0, on a :

$$\psi_1 = \psi_0 + Ax = \frac{qN_2 z_0^2}{2\varepsilon} + \frac{qz_N^2}{2\varepsilon}(N_1 - N_2) + Ax = \frac{qN_2 z_1^2}{2\varepsilon} + \frac{qz_N^2}{2\varepsilon}(N_1 - N_2)$$

D'où :

$$z_1^2 = z_0^2 + \frac{2\varepsilon A}{qN_2}\, x \qquad (6)$$

Cherchons alors l'équipotentielle $\psi = \psi_0$ pour les différentes abscisses x. On la détermine en cherchant la cote z du point d'abscisse x où le potentiel est égal à ψ_0. Tant que $z \geqslant z_N$, l'équipotentielle est dans la zone N^+ ; ensuite, elle passe dans la zone N ; dans la zone N^+ :

$$-\frac{qN_2 z^2}{2\varepsilon} + \frac{qN_2 z_1 z}{\varepsilon} + \frac{qz_N^2}{2\varepsilon}(N_1 - N_2) = \frac{qN_2 z_0^2}{2\varepsilon} + \frac{qz_N^2}{2\varepsilon}(N_1 - N_2)$$

d'où l'équation :

$$z^2 - 2z_1 z + z_0^2 = 0$$

$$\text{et } z = \sqrt{z_0^2 + \frac{2\varepsilon Ax}{qN_2}} - \sqrt{\frac{2\varepsilon Ax}{qN_2}} \quad , \quad z \geqslant z_N. \qquad (7)$$

(la racine avec le signe + a été éliminée pour garder $z < z_1$).
L'abscisse X du point où l'équipotentielle traverse la jonction NN^+ est donnée par :

$$z_N = \sqrt{z_0^2 + \frac{2\varepsilon AX}{qN_2}} - \sqrt{\frac{2\varepsilon AX}{qN_2}}$$

qu'on peut résoudre en supposant $\frac{2\varepsilon AX}{qN_2} \ll z_0^2$:

$$X \# \frac{qN_2}{8\varepsilon A}\,(z_0 - z_N)^2$$

La pente de l'équipotentielle dans la région N^+ est :

$$\frac{dz}{dx} = \frac{\varepsilon A}{qN_2}\left[\frac{1}{\sqrt{z_0^2 + \frac{2\varepsilon Ax}{qN_2}}} - \frac{1}{\sqrt{\frac{2\varepsilon Ax}{qN_2}}}\right] \qquad (8)$$

Cette pente est négative et tend vers $-\infty$ quand $x \longrightarrow 0$.

La dérivée seconde :

$$\frac{d^2z}{dx^2} = \left(\frac{\varepsilon A}{qN_2}\right)^2\left[\left(\frac{2\varepsilon Ax}{qN_2}\right)^{-3/2} - \left(z_0^2 + \frac{2\varepsilon Ax}{qN_2}\right)^{-3/2}\right]$$

est positive sur l'intervalle $[0,X]$ considéré : la pente de l'équipotentielle est constamment négative, et sa valeur absolue diminue quand x augmente. En $x = X$, cette pente est :

$$\left.\frac{dz}{dx}\right|_X \# - \frac{2\varepsilon A}{qN_2} \times \frac{1}{z_0 - z_N}$$

Prenons le cas d'une diode pour laquelle :

$\rho_1 = \frac{1}{qN_1\mu_n} = 10^3 \Omega \times cm$; $\rho_2 = \frac{1}{qN_2\mu_n} = 1 \Omega \times cm$; $\mu_n = 1{,}2 \times 10^3\ cm^2 \times V^{-1}s^{-1}$;

$z_N = 300\ \mu = 3 \times 10^{-2}$ cm ; $\frac{z_0 - z_N}{z_N} = 10^{-4}$; $\psi_0 \# 150$ V ;

$\left.\frac{dz}{dx}\right|_X = -\ 0{,}8 \times 10^{-3}$ A.

La pente $\left.\frac{dz}{dx}\right|_X$ est donc faible pour des valeurs importantes du champ électrique A : $A = 10^2$ V/cm donne encore $\left.\frac{dz}{dx}\right|_X = -\ 0{,}08$.

Dans la zone N, on déterminerait l'équipotentielle par :

$$-\frac{qN_1z^2}{2\varepsilon}+\left[\frac{qN_2z_1}{\varepsilon}-\frac{qz_N}{\varepsilon}(N_2-N_1)\right]z=\frac{qN_2z_0^2}{2\varepsilon}+\frac{qz_N^2}{2\varepsilon}(N_1-N_2) \qquad (9)$$

Sa pente reste négative, et plus faible en valeur absolue que $\left.\frac{dz}{dX}\right|_X$, avec l'égalité à la limite des deux zones N et N^+.

Sur la figure 48b, nous avons tracé l'équipotentielle obtenue par cette méthode. Elle n'est qu'approchée, puisque nous avons utilisé pour la trouver des valeurs de $\psi(z)$ calculées initialement pour $A = 0$.

Les résultats qualitatifs obtenus sont conservés dans la réalité ; à l'extrémité de la zone de transition, le champ électrique $\mathcal{E}_z = -\frac{d\psi}{dz}$ est négligeable devant les composantes $\mathcal{E}_x$ et $\mathcal{E}_y$ du champ. Comme la composante $\mathcal{E}_z$ est nulle en $z = e$, nous considérerons que les champs électriques $\mathcal{E}_x$ et $\mathcal{E}_y$ sont indépendants de z dans la partie de la zone N^+ où il n'y a pas de charge d'espace. Enfin, dans la région N, les composantes $\mathcal{E}_x$ et $\mathcal{E}_y$ sont négligeables devant la composante $\mathcal{E}_z$; en $z = z_N$, le champ électrique est presque perpendiculaire au plan $z = z_N$.

* Ecrivons l'équation de la conservation de l'électricité

$$\operatorname{div}\vec{i}+\frac{\partial\rho}{\partial t}=0$$

dans la zone délimitée de la façon suivante : largeur dy, longueur dx, cote inférieure z_2, cote supérieure $z = e$. Le plan $z = z_2$ est situé dans la zone N ; $\vec{i}$ est la densité de courant, de composantes i_x, i_y, i_z. Dans le volume délimité, le potentiel ψ est une fonction de x, y, z, t. Cependant, dans la partie de la zone N^+ où ne s'étend pas la zone de transition, on a : $\psi(x, y, z, t) = \psi_0(x, y, t)$. La conductivité de ce matériau est σ.
Dans la zone N et la partie de la zone N^+ où s'étend la zone de transition, on a : $\sigma \neq 0$.

Intégrons l'équation de la conservation de l'électricité entre les plans $z = z_2$ et $z = e$. On a :

$$\int_{z_2}^{e} \frac{\partial i_x}{\partial x}\, dz + \int_{z_2}^{e} \frac{\partial i_y}{\partial y}\, dz + \int_{z_2}^{e} \frac{\partial i_z}{\partial z}\, dz + \int_{z_2}^{e} \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dz = 0 \qquad (10)$$

Entre les plans $z = z_2$ et $z = z_0$, les composantes i_x et i_y sont faibles devant ces mêmes composantes pour $z_0 \leqslant z \leqslant e$. Entre les plans $z = z_0$ et $z = e$, on a :

$$\int_{z_0}^{e} \frac{\partial i_x}{\partial x}\, dz = - \sigma \int_{z_0}^{e} \frac{\partial^2 \psi(x,y,z,t)}{\partial x^2}\, dz \# - \sigma \int_{z_0}^{e} \frac{\partial^2 \psi_0(x,y,t)}{\partial x^2}\, dz$$

$$\# - \sigma\,(e - z_0)\, \frac{\partial^2 \psi_0(x,y,t)}{\partial x^2}$$

De plus, $\displaystyle\int_{z_2}^{e} \frac{\partial i_x}{\partial x}\, dz = \int_{z_2}^{z_0} \frac{\partial i_x}{\partial x}\, dz + \int_{z_0}^{e} \frac{\partial i_x}{\partial x}\, dz \# \int_{z_0}^{e} \frac{\partial i_x}{\partial x}\, dz.$

On procède de même pour calculer $\displaystyle\int_{z_2}^{e} \frac{\partial i_y}{\partial y}\, dz$. La valeur de $\displaystyle\int_{z_2}^{e} \frac{\partial i_z}{\partial z}\, dz$

est donnée par $i_z(x, y, e, t) - i_z(x, y, z_2, t)$. On a donc :

$\displaystyle\int_{z_2}^{e} \frac{\partial i_z}{\partial z}\, dz \# 0 - I = -I$, I étant la densité de courant qui traverse la

jonction polarisée en inverse, invariable quand V est assez grand.

Enfin, le terme $\displaystyle\int_{z_2}^{e} \frac{\partial \rho}{\partial t}\, dz$ représente la variation de la charge des

ions fixes stockée dans l'élément de volume, soit :

$$\frac{dQ}{dt} = C \frac{dV}{dt} .$$

$$\int_{z_2}^{e} \frac{\partial \rho}{\partial t} dz = C \frac{\partial V}{\partial t} .$$

L'équation (10) s'écrit finalement :

$$- \sigma(e - z_0) \left[\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial y^2} \right] - I + C \frac{\partial V}{\partial t} = 0$$

On a $\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2}$. Nous poserons :

$\sigma_s = \sigma(e - z_0)$: σ_s est la résistivité superficielle de la zone N^+. D'où :

$$\frac{\partial^2 V(x,y,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x,y,t)}{\partial y^2} + \frac{I}{\sigma_s} - \frac{C}{\sigma_s} \frac{\partial V(x,y,t)}{\partial t} = 0 \qquad (11)$$

Posons que la tension $V(x,y,t)$ est due à la superposition de deux tensions :

$$V(x,y,t) = V_1(x,y) + U(x,y,t)$$

La tension $V_1(x,y)$ correspond au régime permanent obtenu en plaçant les électrodes d'aluminium au potentiel V_i. La tension $U(x,y,t)$ correspond à la réponse de la diode à une perturbation créée au temps $t = 0$. On a :

$$\frac{\partial^2 V_1(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_1(x,y)}{\partial y^2} + \frac{I}{\sigma_s} = 0$$

$$\frac{\partial^2 V_1(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_1(x,y)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U(x,y,t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U(x,y,t)}{\partial y^2} + \frac{I}{\sigma_s} - \frac{C}{\sigma_s} \frac{\partial U(x,y,t)}{\partial t} = 0$$

En retranchant ces équations membre à membre :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{C}{\sigma_s}\frac{\partial U}{\partial t} = 0 \qquad (12)$$

L'équation (12) est l'équation du détecteur.

II.2 MECANISME DE COLLECTION DES PORTEURS :

Une particule ionisante pénètre dans le détecteur. Tout le long de son parcours, pratiquement rectiligne et de longueur $\Delta\xi$, elle laisse une trace d'ionisation. Les charges libérées se trouvent dans un cylindre centré sur la trajectoire de la particule, de longueur $\Delta\xi$ et de rayon R. Le rayon et la longueur de la trace d'ionisation dépendent du type et de l'énergie de la particule incidente. La densité des charges libres dans la trace dépend de ces deux mêmes paramètres. Une étude complète de la collection des charges libres créées est pratiquement impossible dans le cas général. Nous nous bornerons à quelques remarques pouvant nous renseigner sur les grandes lignes du mécanisme considéré.

Nous avons montré au chapitre II que lorsqu'une particule ionisante libère des charges + Q et - Q dans le volume d'un détecteur, le champ électrique interne amène intégralement ces charges sur les électrodes P^+ et N^+. Cette propriété est évidemment conservée dans le cas d'un détecteur à localisation, bien que l'une de ses électrodes P^+ ou N^+ ait une résistance linéique non nulle. Cependant, il est intéressant dans ce cas de chercher quels sont les points de la surface des électrodes qui participent à la collection des porteurs libres, par une décharge de la capacité locale correspondante.

Quand une paire électron-trou est créée dans la zone N du détecteur, l'électron est amené vers la zone N^+, le trou vers la zone P^+, par l'action du champ électrique interne. Globalement, il y a un déplacement de charge à travers toute l'épaisseur de la diode. Le potentiel créé par une charge électrique en un point situé à la distance r variant en $\frac{1}{r}$, la variation de potentiel sur l'électrode N^+ sera maximum au point de coordonnées (x,y) où a été créée la paire électron-trou.

De plus, la variation de potentiel sur cette électrode sera non négligeable sur une surface de l'électrode N^+ dont les dimensions en x et en y sont voisines de l'épaisseur de la diode. A ces variations locales de potentiel dans la zone N^+ correspondent des variations locales des charges stockées dans la zone N^+ et la zone P^+. Nous avons vu que, lorsque les gradients de potentiel suivant Ox et Oy sont faibles dans la zone N^+, le champ électrique dans la zone N est sensiblement dirigé suivant Oz. On a donc, pour la charge Q_{N^+} stockée dans la zone N^+ :

$$Q_{N^+} \# S\varepsilon \left.\frac{\partial \psi}{\partial z}\right|_{z=z_N} = SqN_2(z_0 - z_N)$$

A la suite d'une perturbation U du potentiel ψ, la variation de charge est donc, par rapport au régime permanent :

$$\Delta Q(t) = \iint_{x,y} dx\, dy\, qN_2\, \Delta z_0(x,y,t) = C \iint_{x,y} U(x,y,t)\, dx\, dy$$

Enfin, nous admettrons que le temps de collection des charges (de l'ordre de quelques nanosecondes dans un détecteur mince) est négligeable devant le temps d'écoulement des charges amenées dans les zones N^+ et P^+ vers les préamplificateurs. Soit, pour la perturbation par la collection de ΔQ :

$U(x,y,t) = 0 \quad \forall\, x,y \quad$ pour $t < 0$.

$U(x,y,0)$ est la fonction dont nous avons décrit les variations en fonction de x et y.

$$\Delta Q = \frac{\varepsilon}{e} \iint_{x,y} U(x,y,0)\, dx\, dy \qquad (13)$$

traduit le fait que toutes les charges libérées dans le détecteur par la particule ionisante ont été amenées dans les zones N^+ et P^+ par le champ électrique interne du détecteur.

Nous utiliserons cette condition initiale pour résoudre l'équation du détecteur.

II.3 RESOLUTION DE L'EQUATION DU DETECTEUR :

Nous avons à résoudre l'équation (12) :

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{C}{\sigma_s}\frac{\partial U}{\partial t} = 0 \qquad (12)$$

avec comme condition initiale :

$$Q_0 = \frac{\varepsilon}{e}\int_x\int_y U(x,y,0)\,dx\,dy \qquad (13)$$

(Q_0 est la charge créée par ionisation ; l'intégrale est étendue à toute la surface du détecteur)

et comme conditions aux limites :

$$U(o,y,t) = U(L,y,t) = 0 \qquad \forall y,\ \forall t \qquad (14)$$

$$J_y(x,l,t) = J_y(x,0,t) = 0 \qquad \forall x,\ \forall t \qquad (15)$$

La première des conditions aux limites vient de ce que les bandes des conductrices situées en $x = 0$ et $x = L$ sont maintenues à un potentiel constant par les préamplificateurs. La deuxième vient de ce que la zone N^+ est remplacée par une zone de conductivité nulle aux frontières définies par $y = 0$ et $y = l$.

Pour résoudre l'équation, nous considérons que la fonction $U(x, y, 0)$ est la somme d'une infinité de fonctions de la forme :

$$(16) \qquad \begin{cases} U(X_0, Y_0, 0) = U(x,y,0) \\ \text{pour} \quad X_0 \leq x \leq X_0 + dX_0 \\ \qquad\quad Y_0 \leq y \leq Y_0 + dY_0 \\ U(X_0, Y_0, 0) = 0 \\ \quad \text{pour } (x,y) \notin (X_0,\ X_0 + dX_0\ ;\ Y_0,\ Y_0 + dY_0) \end{cases}$$

X_0 et Y_0 représentant successivement tous les points de la zone N^+.

Nous cherchons d'abord une fonction $u(x,y,t)$ satisfaisant aux équations (12), (14), (15) et (16), sous la forme d'une somme de produits de Laplace $u_1(x)\ u_2(y)$ et $u_3(t)$. Puis nous ferons la somme de toutes les solutions obtenues pour les divers points (X_0, Y_0). Cette fonction sera alors normalisée en utilisant l'équation (13).

a. <u>Expression de la tension dans la zone N^+</u> :

L'équation (12) s'écrit, en considérant un seul produit de Laplace :

$$\frac{1}{u_1}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \frac{1}{u_2}\frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2} - \frac{C}{\sigma_s}\frac{1}{u_3}\frac{\partial u_3}{\partial t} = 0 \qquad (16)$$

Dans l'équation (16), le premier et le deuxième terme sont indépendants de t. Le troisième l'est également. Soit :

$$\frac{1}{u_3}\frac{\partial u_3}{\partial t} = k$$

$$\text{et } u_3 = \exp(kt)$$

En reprenant le même raisonnement, on voit que $\frac{1}{u_1}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2}$ est indépendant de x, et $\frac{1}{u_2}\frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2}$ indépendant de y. Soit :

$$\frac{1}{u_1}\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} = -m \quad , \quad u_1 = A_1 \sin(\sqrt{m}\,x) + A_2 \cos(\sqrt{m}\,x)$$

$$\frac{1}{u_2}\frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2} = -n \quad , \quad u_2 = B_1 \sin(\sqrt{m}\,y) + B_2 \cos(\sqrt{m}\,y)$$

Les coefficients m, n et k sont liés par :

$$-m - n - \frac{C}{\sigma_s}k = 0 \qquad (17)$$

La solution de l'équation (12) est une somme des différents produits de Laplace :

$$u = \sum_m \sum_n \sum_k \lambda_m\, u_{1m}\, \lambda_n\, u_{2n}\, u_{3k} \qquad (18)$$

* Introduisons la condition limite : $u(0,y,t) = 0 \quad \forall y, \forall t$, dans l'équation (18). Les fonctions $u_{2n}(y)$ et $u_{3k}(t)$ ont des valeurs quelconques, puisque y et t sont quelconques. La condition u = 0 impose donc :

$$u_{1m}(0) = 0 \qquad \forall m$$

soit : $u_1 = A_1 \sin(\sqrt{m}\, x)$.

De même la condition $u(L,y,t) = 0 \; \forall y,t$ impose $u_{1m}(L) = 0 \quad \forall_m$, d'où :

$$\sqrt{m}\, L = p\pi \quad , \; p \text{ est un nombre entier.}$$

$$m = \frac{p^2 n^2}{L^2}$$

soit : $u_{1m}(x) = A_1 \sin \frac{p\pi x}{L}$

* Introduisons la condition $j_y(x,0,t) = 0 \; \forall x,t$, dans l'équation (18). On a :

$$j_y = - \sigma_s \frac{\partial u}{\partial y} = - \sigma_s \sum_{m,n,k} \lambda_m \, u_{1m}(x) \, \lambda_n \frac{\partial u_{2n}(y)}{\partial y} \, u_{3k}(t)$$

Les valeurs prises par $u_{1m}(x)$ et $u_{3k}(t)$ étant quelconques, la condition $j_y(x,0,t) = 0$ impose :

$$\left[\frac{\partial u_2}{\partial y}\right]_{y=0} = 0, \text{ soit : } \left[\frac{\partial u_2}{\partial y}\right]_{y=0} = \sqrt{n}\left[B_1 \cos \sqrt{n}\, y - B_2 \sin \sqrt{n}\, y\right]_{y=0} =$$

$$= \sqrt{n}\, B_1 = 0$$

La condition : $j_y(0,l,t) = 0 \quad \forall x,t$ amène à :

$$n = \frac{q^2 \pi^2}{l^2} \qquad q \text{ étant un nombre entier}$$

* La solution de l'équation (18) est de la forme :

$$(19)\quad u(x,y,t) = \sum_p \sum_q \lambda_p \sin\left(\frac{p\pi x}{L}\right) \times \lambda_q \cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right) \times \exp\left[-\frac{\sigma_s \pi^2}{C}\left(\frac{p^2}{L^2}+\frac{q^2}{l^2}\right)t\right]$$

p et q entiers ou nuls.

Pour déterminer les coefficients λ_p et λ_q, nous utilisons la condition initiale :

$$u(x,y,0) = U(X_0,Y_0,0) = U \neq 0$$

pour $X_0 \leqslant x \leqslant X_0 + dX_0$

$Y_0 \leqslant y \leqslant Y_0 + dY_0$

$$u(x,y,0) = 0$$

pour $(x,y) \notin (X_0,\ X_0+dX_0\ ;\ Y_0,\ Y_0+dY_0)$.

Au temps t = 0, on a :

$$u(x,y,t) = \left[\sum_p \lambda_p \sin\left(\frac{p\pi x}{L}\right)\right] \times \left[\sum_q \lambda_q \cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right)\right]$$

u(x,y,t) est le produit de deux fonctions, $f_a(x)$ et $f_b(y)$.

La fonction $f_a(x)$ est nulle quand x est hors de l'intervalle $(X_0,\ X_0+dX_0)$. Elle est non nulle quand il est dans cet intervalle, et égale à A. La fonction $f_b(y)$ est nulle quand y est hors de l'intervalle $(Y_0,\ Y_0+dY_0)$. Elle est non nulle quand il est dans cet intervalle, et égale à B. Enfin, on a : AB = U.

* Considérons la fonction $f_a(x)$ représentée à la fig. 49a. Elle est impaire, de période 2L et possède les propriétés demandées dans l'intervalle $0 \leqslant x \leqslant L$. Quand $dX_0 \rightarrow 0$, son développement en série de Fourier tend vers :

$$f_a(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2A}{L}\, dX_0 \sin\left(\frac{n\eta X_0}{L}\right) \sin\left(\frac{n\pi x}{L}\right).$$

Dans l'intervalle $0 \leqslant x \leqslant L$, ce développement s'identifie à $\sum_{p=0} \lambda_p \sin\left(\frac{p\pi x}{L}\right)$ si on fait :

$$\begin{cases} \lambda_p = \dfrac{2\ A\ dX_0}{L} \sin\left(\dfrac{p\pi X_0}{L}\right) & p = 1,\ 2,\ \ldots\ \infty \\ \lambda_0 = 0. \end{cases}$$

* Considérons la fonction $f_b(y)$ représentée à la fig. 49b. Elle est paire, de période 2L, et correspond à la définition que nous en avons donnée dans l'intervalle $Y_0 \leqslant y \leqslant Y_0+dY_0$. Quand $dY_0 \to 0$, le développement de $f_b(y)$ en série de Fourier tend vers :

$$f_b(y) = dY_0 \frac{B}{l} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\ B\ dY_0}{l} \cos\left(\frac{n\pi Y_0}{l}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{l}\right)$$

Dans l'intervalle $0 \leqslant y \leqslant l$, ce développement s'identifie à $\sum_{q=0}^{\infty} \lambda_q \cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right)$ si on fait :

$$\begin{cases} \lambda_q = \dfrac{2\ B\ dY_0}{l} \cos\left(\dfrac{q\pi Y_0}{l}\right) \\ \lambda_0 = \dfrac{B\ dY_0}{l} \end{cases}$$

Nous reportons ces valeurs de λ_p et λ_q dans l'expression (19) :

$$u(x,y,t) = \sum_p \sum_q \lambda_p \sin\left(\frac{p\pi x}{L}\right) \lambda_q \cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right) \exp\left[-\frac{\sigma_s \eta^2}{C}\left(\frac{p^2}{L^2} + \frac{q^2}{l^2}\right)t\right]$$

d'où :

$$u(x,y,t) = \frac{4\ U(X_0, Y_0, 0)}{Ll} dX_0\ dY_0 \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \sin\left(\frac{p\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{q\pi Y_0}{l}\right) x$$

$$(20) \qquad x \cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right) \exp\left[-\frac{\sigma_s \eta^2}{C}\left(\frac{p^2}{L^2} + \frac{q^2}{l^2}\right) t\right]$$

$$+ \frac{2\ U(X_0, Y_0, 0)}{Ll} dX_0\ dY_0 \sum_{p=1}^{\infty} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \sin\left(\frac{p\pi x}{L}\right) \exp\left[-\frac{\sigma_s \eta^2 p^2}{CL^2} t\right]$$

La solution de l'équation (12) vérifiant les relations (13), (14) et (15) s'obtient en faisant la somme de toutes les fonctions $u(x,y,t)$ relatives à tous les points (X_0, Y_0) de la zone N^+. Soit :

$$U(x,y,t) = \int_{X_0=0}^{X_0=L} \int_{Y_0=0}^{Y_0=l} \frac{4\,U(X_0,Y_0,0)}{Ll} \left\{ \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=1}^{\infty} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \sin\left(\frac{p\pi x}{L}\right) \cos\left(\frac{q\pi Y_0}{l}\right) x \right.$$

$$\left. x \cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right) \exp\left[- \frac{\sigma_s \pi^2}{C} \left(\frac{p^2}{L^2} + \frac{q^2}{l^2} \right) t \right] \right\} dX_0\, dY_0 \qquad (21)$$

$$+ \int_{X_0=0}^{X_0=L} \int_{Y_0=0}^{Y_0=l} \frac{2\,U(X_0,Y_0,0)}{Ll} \left\{ \sum_{p=1}^{\infty} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \sin\left(\frac{p\pi x}{L}\right) \exp\left[- \frac{\sigma_s \pi^2 p^2}{CL^2} t \right] \right.$$

$$\left. dX_0\, dY_0 \right.$$

b. <u>Charges collectées sur les électrodes placées aux extrémités de la zone N^+</u> :

Nous appelons $Q_2(t)$ la charge arrivée entre les instants 0 et t sur la bande conductrice placée à l'abscisse x = 0 de la zone N^+ :

$$Q_2(t) = + \int_0^t \int_0^l (- J_x)_{x=0} \, dy \, dt$$

Nous appelons $Q_1(t)$ la charge arrivée entre les instants 0 et t sur la bande conductrice placée à l'abscisse x = L de la zone N^+ :

$$Q_1(t) = + \int_0^t \int_0^l (+ J_x)_{x=L} \, dy \, dt$$

La densité de courant J_x est définie par :

$$J_x = - \sigma_s \frac{\partial U}{\partial x}$$

En utilisant l'expression de U(x,y,t) tirée de (21), on trouve la valeur de $(J_x)_{x=0}$:

$$J_x(o,y,t) = \int_{X_0=0}^{X_0=L}\int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{-4\ \sigma_s U(X_0,Y_0,0)}{Ll}\left\{\sum_{p=1}^{\infty}\sum_{q=1}^{\infty}\frac{p\pi}{L}\sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right)\cos\left(\frac{q\pi Y_0}{l}\right)\ x\right.$$

$$\left. x\ \cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right)\ \exp\left[-\frac{\sigma_s \pi^2}{C}\left(\frac{p^2}{L^2}+\frac{q^2}{l^2}\right)t\right]\ dX_0\ dY_0\right\}$$

$$+\int_{X_0=0}^{X_0=L}\int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{-2\ \sigma_s U(X_0,Y_0,0)}{Ll}\left\{\sum_{p=1}^{\infty}\frac{p\pi}{L}\sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right)\exp\left[-\frac{\sigma_s \pi^2 p^2}{CL^2}t\right]\right\}$$

$$dX_0\ dY_0\ .$$

On procède ensuite à l'intégration par rapport à y, pour $0 \leqslant y \leqslant 1$. Dans l'expression de J_x, le terme y n'apparaît que par $\cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right)$. Nous intégrons d'abord ce terme par rapport à y, puis il faudra faire la somme des termes correspondant à toutes les valeurs de p et q, et enfin intégrer pour les couples de points (X_0, Y_0). Or :

$$\int_0^1 \cos\left(\frac{q\pi y}{l}\right)dy = \frac{l}{q\pi}\left[\sin\left(\frac{q\pi y}{l}\right)\right]_{y=0}^{y=1} = 0$$

Tous les termes dépendant des deux indices p et q disparaissent donc après cette intégration, et seuls subsistent les termes dépendant de l'indice p seulement. On obtient :

$$\int_0^1 J_x(0,y,t)dy = \int_{X_0=0}^{X_0=L}\int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{-2\ \sigma_s U(X_0,Y_0,0)}{L}\left\{\sum_{p=1}^{\infty}\frac{p\pi}{L}\sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right)\exp\left(-\frac{\sigma_s \pi^2 p^2}{CL^2}\ t\right)\right\}$$

$$dX_0\ dY_0$$

On effectue enfin l'intégration par rapport à t. D'où :

$$Q_2(t) = \int_{X_0=0}^{X_0=L}\int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{+\ 2\ C\ U(X_0,Y_0,0)}{\pi}\left\{\sum_{p=1}^{\infty}\frac{1}{p}\sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right)\left[1-\exp\left(-\frac{\sigma_s \pi^2 p^2}{CL^2}\ t\right)\right]\right\}dX_0\ dY_0$$

(22)

Par le même procédé, on obtient :

$$Q_1(t) = \int_{X_0=0}^{X_0=L} \int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{-2\,C\,U(X_0,Y_0,0)}{\pi} \left\{ \sum_{p=1}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\sigma_s \pi^2 p^2}{CL^2}\, t \right) \right] \right\} dX_0\, dY_0 \qquad (23)$$

c. Charges collectées par ces électrodes au temps infini :

Les expressions (22) et (23) sont d'une utilisation difficile. Aussi étudierons nous d'abord leur limite quand $t \to \infty$. Pratiquement, cela revient à chercher quelle est la charge amenée à l'entrée des préamplificateurs de charge après un temps supérieur à quelques constantes de temps de la diode.

$$Q_2(t) \to Q_2 = \int_{X_0=0}^{X_0=L} \int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{2\,C\,U(X_0,Y_0,0)}{\pi} \left\{ \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \right\} dX_0\, dY_0 \qquad (24)$$

$$Q_1(t) \to Q_1 = \int_{X_0=0}^{X_0=L} \int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{-2\,C\,U(X_0,Y_0,0)}{\pi} \left\{ \sum_{p=1}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \right\} dX_0\, dY_0 \qquad (25)$$

Pour simplifier ces expressions, considérons la fonction de période 2L, impaire, représentée à la fig. 51a. Dans l'intervalle $-L \leqslant X_0 \leqslant +L$, c'est la fonction : $g_a(X_0) = \frac{X_0}{L}$. Son développement en série de Fourier est :

$$g_a(X_0) = \frac{X_0}{L} = -\frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n} \sin\left(\frac{n\pi X_0}{L}\right)$$

En reportant cette valeur dans l'équation (25), il vient :

$$Q_1 = \int_{X_0=0}^{X_0=L} \int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{X_0\,C\,U(X_0,Y_0,0)}{L} dX_0\, dY_0 \qquad (26)$$

C $U(X_0,Y_0,0)\ dX_0\ dY_0$ représente la charge amenée à l'instant t = 0 au point (X_0,Y_0) de l'électrode N^+ par la collection des porteurs libres. L'expression (26) montre que la charge Q_1 amenée à l'entrée du préamplificateur indique l'abscisse X_B du barycentre par rapport à la direction Ox des charges amenées sur l'électrode N^+ au temps t = 0 :

$$\frac{X_B}{L} = \frac{\int_{X_0=0}^{X_0=L}\int_{Y_0=0}^{Y_0=1} \frac{X_0\ C\ U(X_0,Y_0,0)}{L}\ dX_0\ dY_0}{\int_{X_0=0}^{X_0=L}\int_{Y_0=0}^{Y_0=1} C\ U(X_0,Y_0,0)\,dX_0\ dY_0} = \frac{Q_1}{Q_0} \qquad (27)$$

Considérons la fonction de période 2L, impaire, représentée à la fig.51b. Dans l'intervalle $-L \leq X_0 \leq +L$, c'est : $g_b(X_0) = 1 - \frac{X_0}{L}$. Son développement en série de Fourier est :

$$g_b(X_0) = 1 - \frac{X_0}{L} = \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \sin\left(\frac{n\pi X_0}{L}\right)$$

On reporte cette valeur dans l'équation (24) :

$$Q_2 = \int_{X_0=0}^{X_0=L}\int_{Y_0=0}^{Y_0=1} C\ U(X_0,Y_0,0)\ \left(1 - \frac{X_0}{L}\right)\ dX_0\ dY_0$$

soit :

$$Q_2 = Q_0 - Q_1$$

et : $$\frac{Q_2}{Q_0} = 1 - \frac{Q_1}{Q_0} = 1 - \frac{X_B}{L} \qquad (28)$$

Enfin, la charge amenée au préamplificateur P_E est :

$$Q_E = -\ (Q_1 + Q_2) = -\ Q_0 \qquad (29).$$

Finalement, nous avons montré que le quotient des signaux délivrés par les préamplificateurs P_1 et P_E donne le barycentre par rapport à

la direction Ox des charges amenées sur l'électrode N^+ après l'arrivée d'une particule ionisante :

$$-\frac{Q_1}{Q_E} = \frac{X_B}{L} \qquad (30)$$

Nous avons démontré cette propriété sans supposer a priori, comme dans le modèle de Kalbitzer [45], que la division des charges est indépendante de l'ordonnée Y d'arrivée de la particule ionisante, ni que les porteurs créés par ionisation sont collectés sur une surface infiniment petite de l'électrode N^+. Notre modèle est donc utilisable pour des détecteurs dont l'épaisseur n'est pas négligeable par rapport à la longueur et à la largeur.

II.4 VARIATION EN FONCTION DU TEMPS DES CHARGES AMENEES A L'ENTREE DES PREAMPLIFICATEURS.

Le modèle que nous venons d'étudier suppose que les électrons et les trous libérés par ionisation sont amenés aux électrodes N^+ et P^+ en un temps infiniment court. Nous conserverons d'abord cette hypothèse, et nous étudierons les fonctions $Q_1(t)$, $Q_2(t)$ et $Q_E(t)$ définies par les équations (22), (23) et (29). Nous montrerons ensuite comment il faut modifier le modèle quand le temps de collection des charges n'est pas négligeable devant la constante de temps du détecteur.

a. <u>Temps de montée des signaux pour un temps de collection nul</u> :

On a :

$$Q_1(t) = \int_{X_0=0}^{X_0=L} \int_{Y_0=0}^{Y_0=l} \frac{-2\,C\,U(X_0,Y_0,0)}{\pi} \left\{ \sum_{p=1}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{\sigma_s \pi^2 p^2}{CL^2}\, t\right)\right] \right\} x\, dX_0\, dY_0$$

La résistance totale de la zone N^+, mesurée entre les contacts déposés par évaporation à ses extrémités, est :

$$R = \frac{1}{\sigma_s} \frac{L}{l}$$

La capacité totale du détecteur est : $C_T = \frac{\varepsilon}{l} Ll = CLl$, soit :

$$\frac{\sigma_s \, p^2\pi^2 t}{CL^2} = \frac{p^2\pi^2 t}{CLl \times \frac{1}{\sigma_s}\frac{L}{l}} = \frac{p^2\pi^2 t}{R\, C_T}$$

Les variations de l'expression :

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{p^2\pi^2 t}{R\, C_T}\right)\right] = f_1(t)$$

ont été calculées par Kalbitzer [5], de même que celles de :

$$\sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{p^2\pi^2 t}{R\, C_T}\right)\right] = f_2(t)$$

et de :

$$\sum_{p=1}^{\infty} \left[(-1)^p - 1\right] \frac{1}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{p^2\pi^2 t}{R\, C_T}\right)\right] = f_e(t)$$

Cet auteur prend X_0 comme paramètre, et calcule le temps de montée de $f_1(t)$, $f_2(t)$ et $f_E(t)$ entre 10% et 90% (c'est-à-dire l'intervalle de temps séparant les instants où les fonctions $f(t)$ sont égales à 10% et 90% de $f(\infty)$). Il montre que :

- le temps de montée de $f_1(t)$ passe de $2{,}5 \frac{RC_T}{\pi^2}$ pour $X_0 = 0$ à 0 pour $X_0 = L$.
- le temps de montée de $f_2(t)$ passe de 0 pour $X_0 = 0$ à $2{,}5 \frac{RC_T}{\pi^2}$ pour $X_0 = L$.
- le temps de montée de $f_E(t)$ augmente de 0 à $2{,}2 \frac{RC_T}{\pi^2}$ quand X_0 croît de 0 à L/2 ; puis il décroît jusqu'à 0 quand X_0 croît de L/2 à 0.

Nous avons porté à la fig. 50 les courbes de variations des temps de montée des fonctions $f_1(t)$, $f_2(t)$ et $f_E(t)$, empruntées à la référence [5].

Pour connaître les temps de montée des signaux $Q_1(t)$, $Q_2(t)$ et $Q_E(t)$, il nous faut faire des hypothèses sur la forme de la fonction $U(X_0, Y_0, 0)$. En effet, la référence [5] nous donne le temps de montée de la fraction de signal due à la charge dQ_0 apparue à l'instant 0 à l'abscisse X_0 du détecteur ; il faut ensuite composer ces différents signaux. D'après la fig. 50, nous pouvons supposer que les temps

de montée des fonctions $f_1(t)$, $f_2(t)$ et $f_E(t)$ ne varient pas de façon notable quand le paramètre X_0 varie de $\pm \frac{L}{40}$ autour d'une valeur moyenne. Nous pouvons donc distinguer deux cas :

- pour des détecteurs dont la longueur est très supérieure à l'épaisseur (par exemple 50 mm de long pour 1 mm d'épaisseur, ou 20 mm de long pour 0,5 mm d'épaisseur), les porteurs libres sont collectés sur une faible fraction de la longueur du détecteur autour d'une abscisse moyenne X_B. On a une approximation suffisante en posant que les temps de montée des signaux $Q_1(t)$, $Q_2(t)$ et $Q_E(t)$ sont ceux des fonctions $f_1(t)$, $f_2(t)$ et $f_E(t)$ définies pour $X_0 = X_B$.

- pour des détecteurs dont la longueur n'est pas très supérieure à l'épaisseur (par exemple 3 mm d'épaisseur pour 15 mm de long), la capacité de transition C_T est faible, et la constante de temps $\frac{RC_T}{\pi^2}$ est en général de 10 à 20 ns. On peut dire dans ce cas que le temps de montée de $Q_1(t)$, $Q_2(t)$ et $Q_E(t)$ sera de 25 à 50 ns au plus. Il est inutile de chercher plus de précisions dans ce cas, puisque nous verrons au § II.5.a. que le temps de montée des signaux ne nous intéresse que parce qu'il peut entraîner un déficit balistique lors du filtrage des signaux dans l'amplificateur : ce phénomène n'a pas à être pris en compte lorsque les temps de montée de $Q_1(t)$ et $Q_E(t)$ sont inférieurs à 100 ns environ.

b. Cas où le temps de collection des charges n'est pas négligeable :

Dans les hypothèses de calcul de notre modèle, nous avons supposé que la charge Q_0 créée par ionisation dans le volume du détecteur est amenée dans les zones N^+ et P^+ en un temps infiniment court. Or, dans un détecteur de 1 mm d'épaisseur, ce temps de collection des charges est de 30 à 50 ns. Il peut ne pas être négligeable devant la constante de temps $\frac{RC_T}{\pi^2}$ du détecteur.

Etudions d'abord la réponse d'une diode à localisation à la superposition de deux signaux :

- une charge $dQ_0 = C\ U(X_0, Y_0, 0)\ dX_0\ dY_0$ arrivant au temps $t = 0$ au point X_0, Y_0.
- une charge $dQ_0' = C\ U'(X_0, Y_0, t_1)\ dX_0\ dY_0$ arrivant au temps $t = t_1 > 0$ au point X_0, Y_0.

Nous avons représenté sur les fig. 52a à 52d la répartition des tensions dans la zone N^+ sur une parallèle à l'axe Ox passant par (X_0, Y_0). Pour $0 \leq t \leq t_1$, la tension a la valeur correspondant à l'écoulement de la charge dQ_0 ; $U_1(dQ_0, x, y, t)$ est donnée par l'équation (20). Pour $t = t_1$, la tension sur la diode est obtenue en superposant $U_1(dQ_0, x, y, t)$ due à l'écoulement de dQ_0, et une tension $U'(X_0, Y_0, t_1)$ au point (X_0, Y_0).

Pour $t \geqslant t_1$, la tension sur la diode est obtenue en superposant $U_1(dQ_0, x, y, t)$ due à l'écoulement de la charge dQ_0, et $U_2(dQ_0', x, y, t-t_1)$ due à l'écoulement de la charge dQ_0'. On a donc :

- pour $0 \leq t_2 \leq t_1$:

$$- dQ_1(t_2) = \frac{2\pi}{R\,C_T} \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p\, p \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) x \int_0^{t_2} dQ_0 \exp\left[-\frac{p^2\pi^2 t}{R\,C_T}\right] dt$$

- pour $t_2 \geqslant t_1$:

$$- dQ_1(t_2) = \frac{2\pi}{R\,C_T} \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p\, p \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) x \int_0^{t_2} dQ_0 \exp\left[-\frac{p^2\pi^2 t}{R\,C_T}\right] dt$$

$$\left\{ + \frac{2\pi}{R\,C_T} \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p\, p \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) x \int_{t_1}^{t_2} dQ_0' \exp\left[-\frac{p^2\pi^2 (t-t_1)}{R\,C_T}\right] dt \right\}$$

$dQ_1(t)$ étant la charge amenée à l'entrée du préamplificateur P_1.

Etudions maintenant la réponse du détecteur à l'arrivée de charges $dQ_0(X_0, Y_0, t)$ - charges amenées aux points (X_0, Y_0) de la zone N^+ entre les instants 0 et t, représentées à la fig. 53. Chaque fonction $dQ_0(X_0, Y_0, t)$ représente l'arrivée au point (X_0, Y_0), à une infinité d'instants successifs τ compris entre 0 et t_c, de charges $\left[\frac{\partial(dQ_0)}{\partial t}\right]_{t=\tau}$. A un instant $t_2 > t_c$, la réponse de la diode à la charge arrivée au point (X_0, Y_0) est :

$$dQ_1(t_2) = - \frac{2\pi}{R\,C_T} \sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p p \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) x \int_0^{t_c} \int_{\tau}^{t_2} \left[\frac{\partial(dQ_0)}{\partial t}\right]_{t=\tau} \exp\left[-\frac{p^2\pi^2 (t-\tau)}{R\,C_T}\right] x$$

$$x\, dt\, d\tau$$

En intégrant pour tous les points (X_0, Y_0) de la zone N^+, on trouve :

$$Q_1(t_2) = \int_{X_0=0}^{X_0=L} \int_{Y_0=0}^{Y_0=1} - \frac{2\pi}{R\ C_T} \left[\sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p p \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) x \right.$$

$$\left. x \int_0^{t_c} \int_{\tau}^{t_2} \left[\frac{\partial \left\{ dQ_0(X_0, Y_0, t) \right\}}{\partial t} \right]_{t=\tau} \exp\left[- \frac{p^2\pi^2(t-\tau)}{R\ C_T} \right] dt\, d\tau \right] x$$

$$x\ dX_0\ dY_0$$

Posons $\mathcal{J}(t) = \int_0^{t_c} \int_{\tau}^{t_2} \left[\frac{\partial \left\{ dQ_0(X_0, Y_0, t) \right\}}{\partial t} \right]_{t=\tau} \exp\left[- \frac{p^2\pi^2(t-\tau)}{R\ C_T} \right] dt\ d\tau$

Il vient : $\int_{\tau}^{t_2} \exp\left[- \frac{p^2\pi^2(t-\tau)}{R\ C_T} \right] dt = \frac{R\ C_T}{p^2\pi^2} \left[1 - \exp\left(- \frac{p^2\pi^2 t_2}{R\ C_T} \right) x \right.$

$$\left. x \exp\left(+ \frac{p^2\pi^2\tau}{R\ C_T} \right) \right]$$

et $\mathcal{J}(t_2) = \frac{R\ C_T}{p^2\pi^2} \int_0^{t_c} \left[\frac{\partial \left\{ dQ_0(X_0, Y_0, t) \right\}}{\partial t} \right]_{t=\tau} d\tau$

$$- \frac{R\ C_T}{p^2\pi^2} \int_0^{t_c} \exp\left(- \frac{p^2\pi^2 t_2}{R\ C_T} \right) x \exp\left(\frac{p^2\pi^2\tau}{R\ C_T} \right) \left[\frac{\left\{ dQ_0(X_0, Y_0, t) \right\}}{\partial t} \right]_{t=\tau} d\tau$$

L'expression $\int_0^{t_c} \left[\frac{\partial \left\{ dQ_0(X_0, Y_0, t) \right.}{\partial t} \right]_{t=\tau} d\tau$

est la charge totale amenée au point (X_0, Y_0) par la collection des porteurs, soit $dQ_0(X_0, Y_0)$. D'où :

$$\mathcal{J}(t_2) = \frac{R\,C_T\,dQ_0(X_0,Y_0)}{p^2\pi^2} - \frac{R\,C_T}{p^2\pi^2}\exp\left(-\frac{p^2\pi^2 t_2}{R\,C_T}\right)\int_0^{t_c}\left[\frac{\partial}{\partial t}\left\{dQ_0(X_0,Y_0,t)\right\}\right]_{t=\tau} x$$

$$x\ \exp\left(\frac{p^2\pi^2\tau}{R\,C_T}\right)d\tau$$

quand $t_2 \longrightarrow \infty$, l'intégrale conserve une valeur finie et le terme $\exp\left(-\frac{p^2\pi^2 t_2}{R\,C_T}\right)$ tend vers 0. La limite de $\mathcal{J}(t_2)$ est donc :

$$\frac{R\,C_T\,dQ_0(X_0,Y_0)}{p^2\pi^2}$$

La charge $Q_1(t)$ tend donc vers $Q_0(1 - \frac{X_B}{L})$ comme précédemment : comme on pouvait s'y attendre, la forme de l'impulsion de charge $Q_0(t)$ ne joue pas sur la linéarité de la division des charges opérée dans le détecteur. Par contre, elle influe sur la dépendance par rapport au temps de $Q_1(t)$, $Q_2(t)$ et $Q_E(t)$.

Ce calcul montre qu'une connaissance exacte de la fonction $dQ_0(X_0,Y_0,t)$ permettrait de calculer complètement la réponse de la diode. Mais la fonction $dQ_0(X_0,Y_0,t)$ n'étant pas calculable de façon exacte, nous l'utiliserons de la façon suivante :

- pour des détecteurs où le temps de collection des porteurs t_c est du même ordre que la constante de temps de la diode $\frac{R\,C_T}{\pi^2}$, le temps de montée des signaux $Q_1(t)$, $Q_2(t)$ et $Q_E(t)$ est de l'ordre de t_c, et varie peu avec l'abscisse d'arrivée d'une particule ionisante. La méthode qui consiste à localiser l'impact des particules en comparant les temps de montée des signaux $Q_1(t)$ et $Q_2(t)$ n'est pas utilisable. On obtient X_B pour la relation :

$$\frac{X_B}{L} = -\frac{Q_1(t)}{Q_E(t)}.$$

- pour des détecteurs où le temps de collection des porteurs t_c est très inférieur à la constante de temps de la diode $\frac{R\,C_T}{\pi^2}$, le temps de montée des signaux est approximativement :

pour $Q_1(t)$: sup $\{t_c$, temps de montée de $f_1(t)\}$

pour $Q_2(t)$: sup $\{t_c$, temps de montée de $f_2(t)\}$

Pour étudier l'influence de l'électronique associée, nous assimilerons dans ce cas $Q_1(t)$ et $Q_2(t)$ à $Q_0 f_1(t)$ et $Q_0 f_2(t)$, Q_0 étant la charge totale libérée par ionisation.

II.5 INFLUENCE DE L'ELECTRONIQUE ASSOCIEE AU DETECTEUR :

Nous avons supposé que trois préamplificateurs de charge, P_E, P_1 et P_2 sont reliés au détecteur. Ces appareils sont des intégrateurs de courant : la tension à la sortie du préamplificateur est proportionnelle à la charge injectée à l'entrée.

Les préamplificateurs sont reliés à des amplificateurs comportant des filtres de fréquence : le rôle de ces filtres est d'améliorer le rapport signal sur bruit. Nous considérerons le cas d'un filtre composé de deux dérivateurs RC et d'un intégrateur RC mis en cascade (fig. 54). Le filtrage a un effet sur l'amplitude du signal. En particulier, il provoque un déficit balistique dans l'amplification de signaux à temps de montée lent. Nous étudierons successivement le déficit balistique dû aux filtres, puis le bruit des signaux en sortie d'amplificateur.

a. <u>Déficit balistique dû aux circuits de filtrage</u> :

Le filtre représenté à la fig. 54 a pour fonction de transfert :

$$G(p) = \frac{T^2 p^2}{(1+Tp)^3}$$

où T est la constante de temps du circuit intégrateur et des circuits dérivateurs. La réponse du circuit à l'échelon unité est :

$$G(t) = \frac{\exp(-\frac{t}{T})}{T}\left[t - \frac{t^2}{2T}\right]$$

Le théorème de Vaschy [44] montre que, quand on applique à l'entrée d'un tel système une tension $V_1(t)$, la tension à la sortie est :

$$V_{S_1}(t) = \int_0^t \left[\frac{\partial V_1(t)}{\partial t}\right]_{t=\tau} G(t-\tau)\,d\tau$$

(c'est la réponse du filtre à une infinité d'échelons de tension d'amplitude $\left[\frac{\partial V_1(t)}{\partial t}\right]_{t=\tau}$, décalés dans le temps de $d\tau$).

La charge amenée à l'entrée du préamplificateur P_1 étant $Q_1(t)$, la tension en sortie du préamplificateur est :

$$V_1(t) = \frac{Q_1(t)}{C_F}$$

C_F étant la capacité de bouclage du préamplificateur.

Cette tension est appliquée à l'entrée du filtre. En remplaçant $Q_1(t)$ par son expression tirée de (22), on trouve :

$$V_1(t) = \frac{2Q_0}{\pi C_F} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{p^2\pi^2 t}{R\,C_T}\right)\right]$$

et :

$$V_{S_1}(t) = \frac{2Q_0}{\pi C_F} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{1}{p} \sin\left(\frac{p\pi X_0}{L}\right) \times \int_0^t \frac{\partial}{\partial t}\left[1 - \exp\left(-\frac{p^2\pi^2 t}{R\,C_T}\right)\right]_{t=\tau} G(t-\tau)\,d\tau \quad (31)$$

Nous ne calculerons pas l'expression complète de $V_{S_1}(t)$: l'expression littérale est très compliquée, et les calculs numériques auxquels il faudrait recourir pour connaître les variations du maximum de $V_{S_1}(t)$ en fonction de X_0 seraient très longs.

Dans la référence [17], on démontre de façon générale que l'amplitude maximum du signal $V_S(t)$ obtenu en appliquant à l'entrée d'un filtre un signal $V_e(t)$ est d'autant plus grande que le temps de montée du signal $V_e(t)$ est plus faible (l'amplitude finale du signal $V_e(t)$ étant constante).

Soit $V_{Se}(t)$ la tension à la sortie du filtre quand on applique à l'entrée un échelon de tension V_e. Soit $V_{Sr}(t)$ la tension à la sortie du filtre quand on applique à l'entrée une tension $V_e(t)$ atteignant la valeur V_e en un temps non nul t_m.

V_{Se} max. est le maximum de la fonction $V_{Se}(t)$; V_{Sr} max. le maximum de $V_{Sr}(t)$. On a :

$$V_{Sr} \text{ max} < V_{Se} \text{ max}$$

On appelle déficit balistique la différence : V_{Se} max - V_{Sr} max = Δ. Δ est une fonction croissante de t_m.

Les signaux issus d'un détecteur à localisation ont un temps de montée variable suivant l'abscisse X_0 d'arrivée d'une particule ionisante. Après filtrage, ces signaux ont donc un déficit balistique variable. On pourra voir l'effet du déficit balistique sur les courbes expérimentales présentées au paragraphe suivant.

b. Bruit des signaux après filtrage :

On applique un signal à l'entrée du filtre précédemment décrit.

Le bruit superposé à ce signal est représenté par plusieurs sources de bruit indépendantes connectées à l'entrée du filtre. La valeur quadratique moyenne des tensions de bruit de pulsation ω à $\omega + d\omega$ est $v_i(\omega)$:

$$v_i^2(\omega) \quad df = v_i^2(\omega) \frac{d\omega}{2\pi}$$

La valeur quadratique moyenne de la tension de bruit à la sortie du filtre est v_b :

$$v_b^2 = \sum_i \int_0^\infty v_i^2(\omega) \left| G(\omega) \right|^2 \frac{d\omega}{2\pi} \qquad (32)$$

Nous tiendrons compte de deux sources de bruit :

- la partie réelle de l'impédance Z_d sous laquelle le détecteur est vu de l'entrée du préamplificateur.
- le bruit dû à l'amplification électronique, qu'on considère comme dû à la présence d'une résistance équivalente de bruit R_{eq} placée à l'entrée du préamplificateur.

Nous ne tiendrons pas compte du bruit dû au courant passant dans la diode et dans le transistor d'entrée du préamplificateur. Le schéma équivalent des sources de bruit considérées est donné à la fig. 55.

Soit Z_{d_E} l'impédance équivalente à la diode branchée à l'entrée du préamplificateur P_E. Le schéma de la fig. 56 montre que cette impédance est l'impédance d'entrée de deux lignes ouvertes de longueur $\frac{L}{2}$ branchées en parallèle à l'entrée du préamplificateur P_E. Soit :

$$Z_{d_E} = \sqrt{\frac{R}{4j\omega C_T}} \coth \frac{1}{2} \sqrt{j\omega RC_T} \qquad (33)$$

Soit Z_{d_p} l'impédance équivalente à la diode branchée à l'entrée du préamplificateur P_1 ou P_2. Le schéma de la fig. 57 montre que cette impédance est l'impédance d'entrée d'une ligne de longueur L court-circuitée. Soit :

$$Z_{d_p} = \sqrt{\frac{R}{j\omega C_T}} \operatorname{th} \sqrt{j\omega RC_T} \qquad (34)$$

Les sources de bruit connectées à l'entrée d'un préamplificateur sont décrites par la valeur quadratique moyenne U_{Req} et U_Z de la tension de bruit correspondante :

$$U^2_{Req} = 4kT_1 \, Req \left| 1 + \frac{Z_f}{Z_d} \right|^2 df \qquad (35)$$

$$U^2_Z = 4kT_2 \, \mathcal{R}e(Zd) \left| \frac{Z_f}{Z_d} \right|^2 df \qquad (36)$$

avec : T_1 température de la résistance équivalente de bruit (300°K).

T_2 température du détecteur

Z_f impédance de la capacité de bouclage C_F du préamplificateur

Z_d impédance ramenée par le détecteur à l'entrée du préamplificateur.

L'expression du gain en tension du filtre branché à la sortie du préamplificateur est :

$$G(\omega) = \frac{-\omega^2 T^2}{(1+j\omega T)^3}$$

d'où :

$$\left|G(\omega)\right|^2 = \frac{\omega^4 T^4}{(1+\omega^2 T^2)^3} \qquad (37)$$

Posons :

$$\begin{aligned} a(\omega) &= \operatorname{ch}\sqrt{2\omega RC_T} + \cos\sqrt{2\omega RC_T} \\ b(\omega) &= \operatorname{ch}\sqrt{2\omega RC_T} - \cos\sqrt{2\omega RC_T} \\ c(\omega) &= \operatorname{sh}\sqrt{2\omega RC_T} + \sin\sqrt{2\omega RC_T} \\ d(\omega) &= \operatorname{sh}\sqrt{2\omega RC_T} - \sin\sqrt{2\omega RC_T} \end{aligned} \qquad (38)$$

En utilisant les expressions (33), (34), (37) et (38) qu'on reporte dans les relations (35) et (36), on calcule les moyennes quadratiques des tensions de bruit à l'entrée des préamplificateurs, puis la moyenne quadratique de la tension de bruit à la sortie du filtre.

A l'entrée du préamplificateur P_1 ou P_2, les valeurs quadratiques moyennes des tensions de bruit sont données par :

$$U^2_{Req} = 4kT_1\ Req \left|1+\frac{Z_f}{Z_d}\right|^2 df = 4kT_1\ Req\left[1+\frac{C_T}{R\omega C_F^2}\ \frac{a(\omega)}{b(\omega)} + \sqrt{\frac{2C_T}{R\omega C_F^2}}\ \frac{d(\omega)}{b(\omega)}\right] df$$

$$U^2_Z = 4kT_2\ \mathcal{R}e(Z_d)\left|\frac{Z_f}{Z_d}\right|^2 df = 4kT_2\ \sqrt{\frac{C_T}{2R}} \times \frac{1}{C_F^2\omega^{3/2}} \times \frac{c(\omega)}{b(\omega)}$$

A l'entrée du préamplificateur P_E, les valeurs quadratiques moyennes des tensions de bruit sont données par :

$$U^2_{Req} = 4kT_1\left[1 + \frac{4C_T}{R\omega C_F^2}\ \frac{b(\frac{1}{4}\omega)}{a(\frac{1}{4}\omega)} + \sqrt{\frac{8C_T}{R\omega C_F^2}}\ \frac{c(\frac{1}{4}\omega)}{a(\frac{1}{4}\omega)}\right] Req\ df$$

$$U^2_Z = 4kT_2\ \sqrt{\frac{C_T}{2R}} \times \frac{1}{C_F^2\omega^{3/2}}\ \frac{d(\frac{1}{4}\omega)}{a(\frac{1}{4}\omega)}\ df$$

En reportant ces expressions dans l'équation (32), on trouve le carré de la valeur efficace de la tension de bruit à la sortie du filtre. Pour le filtre relié au préamplificateur P_1 ou P_2, avec $T_1 = T_2 = T$:

$$v_p^2 = \frac{2kT}{\pi}\left[\text{Req}\int_0^\infty \frac{\omega^4 T^4}{(1+\omega^2T^2)^3}\,d\omega + \text{Req}\,\frac{C_T}{RC_F^2}\int_0^\infty \frac{a(\omega)\omega^3T^4}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3}\,d\omega\right.$$

$$\left. + \text{Req}\sqrt{\frac{2C_T}{RC_F^2}}\int_0^\infty \frac{d(\omega)\omega^{7/2}T^4}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3}\,d\omega + \frac{1}{C_F^2}\sqrt{\frac{C_T}{2R}}\int_0^\infty \frac{c(\omega)\omega^{5/2}T^4}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3}\,d\omega\right] \qquad (39)$$

Pour le filtre relié au préamplificateur P_E, avec $T_1 = T_2 = T$:

$$v_E^2 = \frac{2kT}{\pi}\left[\text{Req}\int_0^\infty \frac{\omega^4 T^4}{(1+\omega^2T^2)^3}\,d\omega + \text{Req}\,\frac{4C_T}{RC_F^2}\int_0^\infty \frac{b(\frac{1}{4}\omega)\omega^3T^4}{a(\frac{1}{4}\omega)(1+\omega^2T^2)^3}\,d\omega\right.$$

$$\left. + \text{Req}\sqrt{\frac{8C_T}{RC_F^2}}\int_0^\infty \frac{c(\frac{1}{4}\omega)\omega^{7/2}T^4}{a(\frac{1}{4}\omega)(1+\omega^2T^2)^3}\,d\omega + \frac{1}{C_F^2}\sqrt{\frac{C_T}{2R}}\int_0^\infty \frac{d(\frac{1}{4}\omega)\omega^{5/2}T^4}{a(\frac{1}{4}\omega)(1+\omega^2T^2)^3}\,d\omega\right] \qquad (40)$$

Dans le cas où la capacité de contre-réaction du préamplificateur (C_F # 5 pF) est très inférieure à la capacité de transition du détecteur (C_T = 10 à 200 pF), on peut faire l'approximation :

$$\left|\frac{Z_f}{Z_d}\right| \;\#\; \left|1 + \frac{Z_f}{Z_d}\right|$$

Nous avons refait les calculs en utilisant cette approximation. De plus, nous avons ramené les bruits à la sortie calculés par cette méthode, à des bruits à l'entrée du système d'amplification. Nous avons procédé de la façon suivante :

- une particule ionisante qui cède une énergie de 1 keV au détecteur y libère par ionisation une charge :

$$Q_0 = \frac{10^3}{3,6} \times 1,6 \times 10^{-19}\ C = 4,45 \times 10^{-17} C$$

- la tension à la sortie du préamplificateur est :

$$V_1 = \frac{4,45 \times 10^{-17}}{C_F}\ V\ .$$

- cette tension est appliquée à l'entrée du filtre à deux circuits dérivateurs et un circuit intégrateur. Nous supposons que le temps de montée du signal V_1 est suffisamment court pour que la réponse du filtre soit la même que pour un échelon de tension de hauteur V_1. La tension de sortie est [20] au maximum :

$$V_{S_1} = 0,23\ V_1 = \frac{0,23}{3,6} \times 10^3 \times \frac{1,6 \times 10^{-19}}{C_F} = 1,02 \times \frac{10^{-17}}{C_F}\ V.$$

- le carré de la valeur efficace de la tension de bruit à la sortie du filtre est v^2. Un grand nombre de particules ionisantes d'énergie E provoquent à la sortie de la chaîne de mesure des signaux dont la tension maximum est V_i. La valeur moyenne des tensions V_i est :

$$\langle V_i \rangle = 1,02 \times \frac{10^{-17}}{C_F} E \quad V \qquad (E \text{ est en keV}).$$

La largeur à mi-hauteur de la fonction de répartition des valeurs V_i est :

$$2,3 \sqrt{v^2}$$

- on considère alors que le système d'amplification n'ajoute pas de bruit, mais que le signal appliqué à l'entrée a la même fonction de distribution que celle qui vient d'être décrite. On peut exprimer la largeur $2,3 \sqrt{v^2}$ en keV. On trouve :

$$\Delta E_p = 10^6 \left[130 \frac{Req\ C_T}{R} \int_0^\infty \frac{a(\omega)\omega^3 T^4 d\omega}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3} + 92\sqrt{\frac{C_T}{R}} \int_0^\infty \frac{c(\omega)\omega^{5/2} T^4 d\omega}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3} \right]^{1/2} \qquad (41)$$

$$\Delta E_E = 10^6 \left[520 \frac{Req\ C_T}{R} \int_0^\infty \frac{b(\frac{1}{4}\omega)\omega^3 T^4 d\omega}{a(\frac{1}{4}\omega)(1+\omega^2T^2)^3} + 184\sqrt{\frac{C_T}{R}} \int_0^\infty \frac{d(\frac{1}{4}\omega)\omega^{5/2} T^4 d\omega}{a(\frac{1}{4}\omega)(1+\omega^2T^2)^3} \right]^{1/2} \qquad (42)$$

II.6 INFLUENCE DES DIVERS ELEMENTS SUR LA RESOLUTION DU DETECTEUR :

Le détecteur est caractérisé par sa capacité de transition C_T et la résistance R de son contact arrière. Le terme $\frac{RC_T}{\pi^2}$ est la constante de temps du détecteur.

Le circuit de filtrage est caractérisé par le nombre de ses cellules de dérivation et d'intégration, et par la constante de temps de ces cellules. En général, on prend une constante de temps T unique pour toutes les cellules.

L'ensemble de ces paramètres réagit sur la linéarité et la résolution en position et en énergie du détecteur.

a. Influence sur la linéarité :

La "linéarité" du détecteur est liée au déficit balistique défini au §II.7.a. En effet, le modèle électrique montre que le détecteur réalise une division linéaire de la charge entre les électrodes. Cependant, la seule information utilisable dont on dispose est celle obtenue à la sortie des amplificateurs A_E, A_1 et A_2. Nous avons vu que lorsque des particules d'énergie E arrivent à diverses abscisses X du détecteur, les amplitudes maximum des signaux amplifiés sont :

$$V_{S_E}(E,X) \quad , \quad V_{S_1}(E,X) \quad \text{et} \quad V_{S_2}(X,X)$$

à cause de la division des charges d'une part, du déficit balistique d'autre part.

On peut prendre comme critère de linéarité un déficit balistique égal au plus à n% du signal $V_{S_E}(E,X)$. En utilisant ce critère, Doehring a trouvé, dans le cas d'une mise en forme par un filtre à une dérivation et une intégration [45] :

$$n \leqslant 1 \quad \text{pour} \quad \frac{R\,C_T}{\pi^2} \leqslant 0{,}19\ T$$

De façon générale, on aura :

$$n \leqslant 1 \quad \text{pour} \quad \frac{R\,C_T}{\pi^2} \leqslant \alpha T \quad \text{soit} \quad T \geqslant \frac{R\,C_T}{\alpha\pi^2} = T_{min}$$

α dépend du type de filtre utilisé (pour un détecteur donné, la constante T de la mise en forme électronique doit être supérieure à une certaine valeur T_{min}).

Les signaux $V_{S_1}(E,X)$ et $V_{S_2}(E,X)$ comportent également un déficit balistique. Le signal quotient $\frac{V_{S1}(E,X)}{V_E(E,X)}$ est très peu différent de $\frac{X}{L}$, même lorsque le signal $V_E(E,X)$ a un déficit balistique important :

on se rendra compte de ce fait en regardant la courbe expérimentale de la fig. 62. En définitive, il n'est pas très important de garder des déficits balistiques inférieurs à 10%.

b. Influence sur la résolution en position :

La position de l'impact d'une particule est obtenue en faisant le quotient $\frac{V_{S_2}(E,X)}{V_E(E,X)} \# E\,\frac{X}{L}/E$ d'où $\frac{\delta(\frac{X}{L})}{(\frac{X}{L})} = \frac{\delta V_{S_2}(E,X)}{V_{S_2}(E,X)} - \frac{\delta V_E(E,X)}{V_E(E,X)}$

Le bruit du signal quotient est obtenu en composant quadratiquement les bruits des signaux $V_{S_2}(E,X)$ et $V_{S_E}(E,X)$.

La résolution en position du détecteur se définit de la façon suivante : des particules d'énergie E arrivant à l'abscisse X_0 du détecteur, la résolution en position est la largeur à mi-hauteur de la courbe de répartition des N mesures $\frac{V_{S_{2\,i}}(E,X_0)}{V_{S_{E\,i}}(E,X_0)}$. Elle est liée au bruit du signal quotient et à l'amplitude des signaux V_{S_2} et V_E.

Doehring a trouvé, dans le cas d'un filtre à une cellule de dérivation et une cellule d'intégration, que le bruit du signal quotient diminue avec la constante de temps des cellules de filtrage. Cette propriété est applicable à tous les types de filtres.

Examinons enfin le cas de divers détecteurs ayant la même constante de temps $\frac{R\,C_T}{\pi^2}$. Supposons que l'un a une capacité C_1 et une résistance R_1 ; le deuxième a une capacité $C_2 = \frac{C_1}{2}$ et une résistance $R_2 = 2R_1$. Pour les deux détecteurs, on utilise les mêmes circuits de filtrage. Les bruits correspondant au détecteur (1) sont donnés par les formules (41) et (42) où on fait $C_T = C_1$ et $R = R_1$. Les bruits correspondant au deuxième détecteur sont obtenus en remarquant que les intégrales ont même valeur que dans le cas précédent, d'où :

$$\Delta E_{p_2} = 10^6 \left[130\ \mathrm{Req}\ \frac{C_1}{4R_1} \int_0^\infty \frac{a(\omega)\omega^3 T^4 d\omega}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3} + \frac{92}{2}\sqrt{\frac{C_1}{R_1}} \int_0^\infty \frac{c(\omega)\omega^{5/2} T^4 d\omega}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3} \right]^{1/2}$$

$$\Delta E_{E_2} = 10^6 \left[520\ \mathrm{Req}\ \frac{C_1}{4R_1} \int_0^\infty \frac{a(\omega)\omega^3 T^4 d\omega}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3} + \frac{92}{2}\sqrt{\frac{C_1}{R_1}} \int_0^\infty \frac{c(\omega)\omega^{5/2} T^4 d\omega}{b(\omega)(1+\omega^2T^2)^3} \right]^{1/2}$$

Ils sont nettement plus faibles que dans le cas du premier détecteur.

En définitive, pour obtenir des signaux de localisation dépendant linéairement de la position d'arrivée des particules ionisantes et donnant une bonne résolution en position, il faut :

- choisir un détecteur ayant une capacité aussi faible que possible.
- choisir une constante de temps des filtres de mise en forme aussi faible qu'il est possible, dans la mesure où cela ne dégrade pas la linéarité du signal de position.
- toutes choses étant égales par ailleurs, la résolution en position s'améliore quand l'énergie que les particules à localiser cèdent au détecteur augmente.

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX :

Nous avons décrit la constitution des détecteurs à localisation avant d'en étudier un modèle mathématique. Nous préciserons maintenant la technologie de réalisation des détecteurs, puis le principe des tests effectués. Nous étudierons l'influence de quatre paramètres : constitution du circuit de filtrage, constante de temps des cellules de filtrage, capacité et constante de temps du détecteur, sur la résolution en position de la diode à localisation et sur le déficit balistique des signaux amplifiés. Enfin, nous donnerons des résultats sur l'utilisation des détecteurs avec un faisceau de particules accélérées.

III.1. TECHNOLOGIE DES DETECTEURS :

a. Détecteurs réalisés avec du silicium N ; technologie :

On découpe dans un barreau de silicium N une plaquette parallélépipédique. Après le rodage des faces de l'échantillon, on les polit par des attaques chimiques successives. Puis on évapore sur l'une des

faces un rectangle d'aluminium. L'épaisseur de l'aluminium est contrôlée par la méthode du quartz oscillant : elle est environ deux fois le parcours projeté du phosphore dans l'aluminium, soit 600 Å quand on utilise un faisceau d'ions phosphore de 25 keV. Le rectangle d'aluminium est choisi plus grand que le rectangle sur lequel on veut réaliser un contact résistant par implantation d'ions phosphore.

On implante des ions phosphore dans le silicium à travers la couche d'aluminium. L'homogénéité du balayage du faisceau d'ions phosphore de 25 keV est vérifiée avant chaque implantation. La dose d'ions à implanter est déterminée à partir des courbes de la fig. 42.

On dissout la couche d'aluminium dans l'acide fluorhydrique et on recuit l'échantillon à 450°C. On obtient ainsi la zone N^+ dont nous avons parlé dans le modèle de la diode à localisation.

On protège la zone N^+ avec un scotch anti-acides, et on procède à une attaque chimique de l'échantillon : l'attaque enlève environ 50 µ de la zone N du détecteur et prépare la face opposée à la zone N^+ pour l'établissement d'une barrière de surface. On retire le scotch anti-acides.

On vernit les bords de l'échantillon avec une résine époxy N, puis on le scelle dans un cadre en araldite à ses dimensions. Après le séchage de la résine N, on dépose une résine époxy P autour de la face du détecteur qui a subi l'attaque chimique.

On évapore sur cette face le contact d'or formant la barrière de surface. En même temps, on évapore de part et d'autre de la zone N^+ des bandes conductrices d'aluminium.

Après un délai d'une dizaine de jours, nécessaire à la polymérisation des vernis, le détecteur est placé dans un boitier et testé à l'aide d'une source de particules α.

Cette technologie fait l'objet d'un brevet de fabrication. Nous en expérimentons actuellement des variantes plus simples : les ions phosphore sont implantés directement dans le silicium, et non plus à travers une couche d'aluminium. Jusqu'à présent, ces variantes nous ont donné des diodes présentant des courants inverses plus forts que ceux des diodes réalisées suivant la technologie décrite.

b. Caractéristiques électriques de la diode :

Les caractéristiques courant-tension des diodes à localisation sont comparables à celles de détecteurs à barrière de surface de mêmes dimensions géométriques. En polarisation directe, les courants sont en général plus forts que pour une barrière de surface où le contact sur la zone N est réalisé par une simple évaporation d'aluminium : la zone N^+ obtenue par implantation d'ions phosphore permet d'établir un contact parfait sur le semi-conducteur. En polarisation inverse, les caractéristiques sont tout à fait comparables. Nous donnons aux fig. 58 et 59 l'exemple des caractéristiques courant-tension de la diode n° 2.

c. Estimation de la fenêtre du détecteur :

Pour des particules chargées pénétrant à travers la zone P^+, le détecteur présente une fenêtre d'épaisseur nulle (ou plus exactement, limitée à l'épaisseur du contact d'or de 100 Å créant la barrière de surface).

Pour des particules pénétrant dans le détecteur à travers la zone N^+, la diode présente une fenêtre que nous mesurons par la méthode décrite au chapitre V. Pour les tests, nous avons polarisé la diode à des tensions inverses successives V_i. Nous avons masqué toute la surface de la zone N^+, à l'exclusion d'une des bandes conductrices d'aluminium. Cela nous permet de ne pas tenir compte du déficit balistique qui affecterait les signaux engendrés par des particules ionisantes arrivant à une abscisse $X_0 \neq 0$ ou $X_0 \neq L$ du détecteur.

Nous avons d'abord envoyé des particules α d'énergie E à l'abscisse $X_0 = 0$ de la zone P^+ de la diode. Ces particules créent dans le détecteur :

$$N = \frac{E}{3,6} \text{ paires électron-trou,}$$

soit une charge $Q = \frac{E}{3,6} \times 1,6 \times 10^{-19} C$.

A la sortie du préamplificateur P_E branché sur le détecteur, la tension est :

$$V_1 = \frac{Q_E}{C_F} = \frac{E}{3,6\ C_F} \times 1,6 \times 10^{-19} V.$$

Le signal du préamplificateur est appliqué à l'entrée de l'amplificateur, comportant un filtre à deux cellules de dérivation et une cellule d'intégration. La tension à la sortie de l'amplificateur est $V_{S_E}(t)$, dont le maximum est :

$$V_{S_E} = 0,23\ A\ \frac{E}{C_F} \times 1,6 \times 10^{-19} V$$

A est le gain de l'amplificateur.

Le signal V_{SE} est envoyé à un convertisseur analogique-numérique ; il aiguille vers le canal n° n les signaux dont l'amplitude maximum est comprise entre $n\ v_o \leq V_{SE} \leq (n+1)v_o$. Il y a donc proportionnalité entre le numéro de canal, n, et l'énergie que la particule a cédé au détecteur. Des particules de 5,47 MeV (^{241}Am) entrant à travers la zone P^+ du détecteur, donnaient des signaux aiguillés vers le canal n° 313. Un canal correspondait donc à une bande d'énergie de 17,5 keV.

Nous avons ensuite envoyé des particules α de ^{241}Am, pénétrant dans le détecteur à travers un des contacts d'aluminium déposés sur la zone N^+. Le signal issu du préamplificateur P_1 était proportionnel à l'énergie cédée par les particules à la zone active du détecteur, c'est-à-dire à l'énergie de la particule diminuée de sa perte d'énergie dans la fenêtre d'entrée de la diode. On sait de plus que des particules α de 5,47 MeV perdent 130 keV/μ de silicium au début de leur parcours dans le détecteur. On peut ainsi relier les variations du signal de sortie aux variations de la fenêtre d'entrée du détecteur. Les résultats sont donnés dans le tableau suivant, pour le détecteur n° 2.

$V_{inv.}$	n° de canal	canal de référence	keV/canal	perte dans la fenêtre	épaisseur de fenêtre
100 V	307	313	17,5	105 keV	0,80 μ
150 V	311	313	17,5	35 keV	0,27 μ
200 V	312	313	17,5	17,5 keV	0,13 μ

L'épaisseur de la fenêtre est inférieure au micron ; elle devient de l'ordre de 0,1 μ quand la tension de polarisation inverse de la diode est suffisante. Elle peut donc être considérée comme négligeable.

III.2 METHODE DE TEST DES DETECTEURS :

a. Test de la linéarité des détecteurs :

Pour les tests de linéarité, nous ne pouvons pas utiliser de circuit diviseur analogique pour effectuer le quotient du signal de position et du signal d'énergie. En effet, la linéarité d'un tel circuit est de 2 à 4%, bien plus mauvaise que celle du détecteur lui-même.

On utilise le montage pratique décrit à la fig. 60a et 60b. Une source de particules α (Th C', 8,73 MeV) est placée dans un boîtier muni de diaphragmes. Le faisceau de particules α, défini par les deux diaphragmes, entre dans le détecteur à travers la zone N^+, à une abscisse moyenne X_0 ; la largeur de l'impact du faisceau sur le détecteur est ΔX, estimé à 130 μ dans notre cas. On peut déplacer le boîtier contenant la source parallèlement à l'axe Ox de la diode : on fait ainsi varier l'abscisse X_0 d'arrivée des particules. Un comparateur précise les abscisses successives X_i où on place le boîtier (fig. 60a).

On se fixe une première abscisse X_0. On envoie les signaux issus du préamplificateur P_E à l'entrée de l'amplificateur A. Le signal de sortie , soit $V_{S_E}(E,X_i)$, est appliqué à l'entrée d'un convertisseur analogique-numérique lié à un bloc mémoire. Quand un nombre suffisant de particules α a été détecté par la diode, on obtient dans le bloc mémoire (dont la visualisation donne le nombre d'informations aiguillées vers chaque canal) un pic ayant son sommet dans le canal $N_E(E,X_i)$. Sans faire varier l'abscisse X_i, on envoie alors à l'entrée de l'amplificateur A les signaux issus du préamplificateur P_2 ; on obtient de même un pic dont le sommet se trouve dans le canal $N_{P_2}(E,X_i)$.

Les signaux $V_{S_E}(E,X_i)$ dépendent de l'énergie des particules α (constante, et égale à 8,73 MeV) et du déficit balistique variable avec X_i. Il en est de même du numéro de canal correspondant $N_E(E,X_i)$. Les signaux $V_{SP_2}(E,X_i)$ dépendent de l'énergie des particules α et de l'abscisse d'arrivée des particules par :

$$V_{SP_2}(E,X_i) = K \frac{E\,X_i}{L} + \Delta V_{SP_2}(E,X_i)$$

$\Delta V_{SP_2}(E,X_i)$ est le déficit balistique du signal, variable avec X_i. Il en est de même pour le numéro de canal correspondant, $N_{P_2}(E,X_i)$.

On note les numéros de canal $N_E(E,X_i)$ et $N_{P_2}(E,X_i)$, et on effectue la division :

$$Q_i = \frac{N_{P_2}(E,X_i)}{N_E(E,X_i)}$$

On change ensuite l'abscisse X_i de la source, et on reprend les mêmes mesures. On trace alors les courbes :

$N_E(E,X_i) = f_1(X_i)$, appelée courbe d'énergie E.

$N_{P_2}(E,X_i) = f_2(X_i)$, appelée courbe de position P_2.

$Q_i(E,X_i) = f_3(X_i)$ donnant l'abscisse d'arrivée des particules.

Enfin, on note la largeur à mi-hauteur du pic obtenu lors des comptages des signaux issus du préamplificateur P_2. On peut traduire le nombre $\Delta n(E,X_i)$ de canaux correspondants en longueurs Δx, par la relation :

$$\frac{\Delta x}{L} = \frac{\Delta n(E,X_i)}{N(E,L)}$$

Nous considérons que Δx est une mesure de la résolution en position du détecteur.

L'amplificateur utilisé était un amplificateur Elscint, à mise en forme gaussienne des signaux. La largeur à mi-hauteur des signaux pouvait être prise égale à T = 0,4 µs ; T = 0,8 µs ou T = 1,6 µs. Le convertisseur analogique-numérique disposait de 4096 canaux.

b. Test de la résolution en position du détecteur :

Pour obtenir la résolution en position du détecteur, on doit effectuer une division des signaux $V_{SP_2}(E,X_i)$ et $V_{S_E}(E,X_i)$ par un circuit analogique. Le quotient $Q(E,X_i)$ obtenu à la sortie du circuit diviseur est envoyé au convertisseur (fig. 61a). Sur la visualisation

du bloc-mémoire, on obtient un pic dont le sommet se trouve dans le canal $N_Q(E,X_i)$; la largeur à mi-hauteur de ce pic donne la résolution en position du détecteur : elle tient compte, cette fois-ci, des bruits sur les signaux $V_{SE}(E,X_i)$ et $V_{SP_2}(E,X_i)$, au lieu du bruit sur le signal $V_{SP_2}(E,X_i)$ seul.

Le montage pratique utilisé est celui de la fig. 61b. On place sur la zone N^+ de la diode une grille métallique percée de fentes parallèles à l'axe Oy. La largeur des fentes est ΔX (en général 200 μ) ; le pas de la grille est $X_{i+1} - X_i$ (longueur séparant l'axe de deux fentes consécutives). On place la source sous la fente n° i, située à l'abscisse X_i ; on effectue un comptage. Puis on place la source sous la fente n° i+1, etc. L'étalonnage du spectre s'obtient par : $X_{i+1} - X_i = K(N_{Q_i} - N_{Q_{i+1}})$.

Les deux amplificateurs utilisés avaient des mises en forme à deux cellules de dérivation et une cellule d'intégration, de constante de temps 1 μs.

La résolution en position de la diode, compte-tenu de la largeur ΔX de la fente, s'obtient de la façon suivante : soit Δn la largeur à mi-hauteur d'un pic dont le sommet se trouve au canal $N_Q(E,X_i)$. Cette largeur se traduit en unités de longueur par :

$$\frac{\Delta' x}{X_{i+1} - X_i} = \frac{\Delta n}{N_{Q_i} - N_{Q_{i+1}}}$$

La résolution propre de la diode s'obtient à partir de la longueur $\Delta' x$ et de la largeur de la fente ΔX, par :

$$\Delta_0 x = f(\Delta' x, \Delta X)$$

Cette courbe est tracée à la fig. 62. Nous expliquons dans l'annexe n° 2 comment nous l'avons obtenue.

III.3 RESULTATS EXPERIMENTAUX :

a. Test de linéarité des détecteurs :

Ce test a été effectué suivant la méthode décrite au § III.2.a. Le détecteur utilisé était le détecteur n° 6, de caractéristiques :

$S = L \times l = 7\ cm^2$; $e = 450\ \mu$; $C = 155\ pF$; $R = 12\ k\Omega$; $L = 4,4\ cm$; résistivité du substrat : $23\ 000\ \Omega \times cm$; $\frac{RC}{\pi 2} \# 220\ ns$; tension de polarisation : $V = 150\ V$; $I = 2\ \mu A$; le détecteur était à température ambiante. Sur la fig. 63, nous avons porté les courbes :

$$N_E(E,X_i) = f_1(X_i) \quad \text{notée courbe E}$$

$$N_{P_2}(E,X_i) = f_2(X_i) \quad \text{notée courbe Loc.}$$

$$Q = \frac{N_{P_2}(E,X_i)}{N_E(E,X_i)} = f_3(X_i) \quad \text{notée rapport.}$$

La constante de temps de l'amplificateur était réglée à 0,4 µs. La flèche de la courbe E correspond au déficit balistique du signal $V_{S_E}(E,X_i)$, variable avec X_i. Elle atteint son maximum au centre de la diode, où le déficit balistique est 10,7% de l'amplitude du signal. La déviation de la courbe Loc par rapport à une droite vient du déficit balistique du signal $V_{SP_2}(E,X_i)$. La déviation de la courbe "rapport" par rapport à une droite est au maximum 1% de la longueur de la diode. Cela confirme qu'il n'est pas nécessaire de maintenir le déficit balistique à une valeur faible sur les signaux $V_{S_E}(E,X_i)$ et $V_{SP_2}(E,X_i)$ pour obtenir un quotient dépendant linéairement de l'abscisse d'arrivée des particules.

Sur la fig. 64, nous avons représenté la courbe $N_{P_2}(E,X_i)=f_2(X_i)$ pour trois valeurs de la constante de temps de l'amplificateur. Au fur et à mesure que la constante de temps T augmente, la courbe $f_2(X_i)$ se rapproche d'une droite : le déficit balistique sur le signal $V_{SP_2}(E,X_i)$ diminue donc quand on augmente la constante de temps T. En même temps, on a mesuré le déficit balistique maximum $\Delta V_{S_E}(E, \frac{L}{2})$ du signal $V_{S_E}(E,X_i)$ pour les trois valeurs de T, et les résolutions en position correspondantes. On a trouvé :

T	$\Delta V_{S_E}(E, \frac{L}{2})$	résolution (mm)	résolution (en % de L)
1,6 µs	0,107%	0,44 mm	1%
0,8 µs	1,1%	0,38 mm	0,86%
0,4 µs	10,7%	0,30 mm	0,68%

On voit que les déficits balistiques diminuent quand T augmente, et que la résolution en position s'améliore quand T diminue, comme le prévoyait le modèle électrique. Les résolutions obtenues avec nos détecteurs sont comparables à celles obtenues par divers auteurs [46][47][48] avec des diodes de capacité plus faible.

b. Variations de la résolution en position avec la résistance de la diode (à capacité de diode et constante de temps de mise en forme constantes).

Nous avons effectué les tests avec les diodes n° 1, 2, 3, 4, dont les caractéristiques sont données avec le tableau de mesure correspondant. Nous avons utilisé des diodes dont la capacité est C # 40 pF. La méthode de mesure est celle décrite au § III.2.b. La grille placée devant les diodes a un pas $X_i - X_{i+1} = 2,54$ mm ; la largeur des fentes est $\Delta X = 200$ µ. Les deux amplificateurs comportent un filtre à deux cellules de dérivation et une cellule d'intégration ; toutes les constantes de temps sont T = 1 µs. Les signaux issus du circuit diviseur sont envoyés au convertisseur. Les pics du spectre mémorisé correspondent aux abscisses X_i successives où sont envoyées les particules. La différence du numéro de canal du maximum de deux pics successifs, soit $N_{Q_i} - N_{Q_{i+1}}$, correspond donc au pas de la grille $X_i - X_{i+1}$. Cela indique la longueur représentée par un canal, soit :

$$\frac{X_i - X_{i+1}}{N_{Q_i} - N_{Q_{i+1}}} .$$

La largeur à mi-hauteur d'un pic est Δn canaux, ce qui représente une largeur :

$$\Delta' x = \Delta n \frac{X_i - X_{i+1}}{N_{Q_i} - N_{Q_{i+1}}}$$

Pour chaque comptage effectué à une abscisse X_i, nous avons mesuré les temps de montée correspondants des signaux à la sortie des préamplificateurs P_E et P_2.

Détecteur n° 1 :

caractéristiques : $S = 2\ cm^2$; $e = 500\ \mu$; $C = 40$ pF ; $R = 2\ k\Omega$; $L = 1{,}8$ cm ; résistivité du substrat : $23\ 000\ \Omega$ x cm ; $\frac{RC}{\pi^2} = 8$ ns.
conditions de test : $V_{inv} = 100$ V ; $I_{inv} = 1\ \mu A$; grille : $X_i - X_{i+1} = 2{,}54$ mm ; $\Delta X = 0{,}2$ mm.

mesures :

X_i/L approchée	N_{Q_i}	Δn	temps de montée du signal P_E	temps de montée du signal P_2
0,20	50	7	80 ns	-
0,34	86	7	100 ns	100 ns
0,48	121	6,5	100 ns	100 ns
0,62	156	7	100 ns	100 ns
0,77	192	7	100 ns	100 ns
0,92	229	7	80 ns	80 ns

La constante de temps $\frac{RC}{\pi^2}$ de la diode est faible devant le temps de collection des porteurs. Le temps de montée des signaux des préamplificateurs varie peu avec X_i. Le déficit balistique des signaux $V_{S_E}(E, X_i)$ et $V_{SP_2}(E, X_i)$ est très faible.

Pour avoir une mesure plus précise de la résolution en position, nous avons dilaté les échelles. Pour cela, nous avons envoyé au convertisseur un signal de la forme :

$$V'_{Q_i} = \alpha(V_{Q_i} - V_1)$$

avec $\alpha > 1$ et V_1 = cte, $V_1 < V_{Q_i}$. Cela revient à éliminer le bas du spectre précédent, et à dilater le reste. D'où le tableau :

X_i/L approchée	N'_{Q_i}	$\Delta n'$
0,34	105	18
0,48	201	18

D'où : $\Delta' x = \Delta n' \dfrac{X_i - X_{i+1}}{N'_{Q_i} - N'_{Q_{i+1}}} = 18 \times \dfrac{2,54}{96}$ mm = 0,475 mm

La courbe de la fig. 61 donne alors, pour ΔX = 0,2 mm :

$\Delta x_0 = 0,450$ mm soit 2,5% de la longueur de la diode.

Enfin, avec ce même détecteur, nous avons fait une mesure d'énergie et de résolution en énergie. Nous avons appliqué à l'entrée du convertisseur les signaux $V_{S_E}(E, X_i)$. Le numéro de canal du maximum du pic correspondant représente l'énergie des particules utilisées (8,77 MeV) ; nous le notons $N_E(E, X_i)$. La largeur à mi-hauteur Δn_E du pic correspond à la résolution en énergie :

$$\Delta E = \frac{\Delta n_E}{N_E} \times 8,77 \text{ MeV.}$$

mesure d'énergie :

X_i/L approchée	N_E	Δn_E	ΔE
0,92	294	< 3	90 keV
0,48	294	< 3	90 keV

Détecteur n° 2 :

caractéristiques : $S = 2\ cm^2$; $e = 500\ \mu$; $C = 40\ pF$; $R = 3,6\ k\Omega$; $L = 1,8$ cm ; résistivité du substrat : $23000\ \Omega$ x cm ; $\frac{RC}{\pi^2} = 15$ ns.
conditions de test : $V_{inv} = 110$ V ; $I_{inv} = 1,06\ \mu A$; grille : $X_i - X_{i+1} = 2,54$ mm ; $\Delta X = 0,2$ mm.

mesures sur le signal quotient : (fig. 65)

X_i/L approchée	N_{Q_i}	Δn	temps de montée du signal P_E	temps de montée du signal P_2
0,14	36	5,5	70 ns	90 ns
0,28	71	5,5	90 ns	90 ns
0,43	107	5,5	90 ns	90 ns
0,57	143	5,5	90 ns	90 ns
0,72	179	6	90 ns	90 ns
0,86	215	6,5	80 ns	80 ns

Comme précédemment, nous avons mesuré la résolution en position du détecteur après avoir dilaté l'échelle :

X_i/L approchée	N'_{Q_i}	$\Delta n'$
0,28	118	15
0,43	215	16

D'où : $\Delta' x = \Delta n' \dfrac{X_i - X_{i+1}}{N'_{Q_i} - N'_{Q_{i+1}}} = 15,5 \times \dfrac{2,54}{97}$ mm $= 0,405$ mm

La courbe de la fig. 61 donne, pour $\Delta X = 0,2$ mm :

$\underline{\Delta x_0 = 0,375\ mm}$ soit $\underline{2,08\%}$ de la longueur de la diode.

Avec ce détecteur, nous avons fait une mesure d'énergie. Pour améliorer la résolution, nous avons refroidi le détecteur à -10°C, diminuant ainsi fortement le courant inverse de la diode.

mesure d'énergie :

X_i/L approchée	N_E	Δn_E	ΔE
0,14	1627	7	38 keV
0,57	1627	7	38 keV

La résolution en énergie du détecteur est bonne. De plus, on voit que N_E est indépendant de l'abscisse X_i d'arrivée des particules : le déficit balistique des signaux est très faible quand la constante de temps de la diode est très inférieure à la constante de temps des filtres de l'amplificateur.

Détecteur n° 3 :

caractéristiques : S = 4,2 cm^2 ; e = 920 µ ; C = 45 pF ; R = 26,4 kΩ; L = 4 cm ; résistivité du substrat : 13 000 Ω x cm ; $\frac{RC}{\pi^2}$ = 105 ns.
conditions de test : V = 350 V ; I = 15 µA ; grille : $X_i - X_{i+1}$ = 2 mm ; ΔX = 0,13 mm.

mesures sur le signal quotient : (fig. 66)

X_i/L approchée	N_{Q_i}	Δn
0,25	108	2
0,30	124	2
0,35	140	3
0,40	156	4
0,60	228	3
0,70	259	4
0,75	277	3

On a : $\Delta' x = \Delta n_{moyen} \frac{X_i - X_{i+1}}{N_{Q_i} - N_{Q_{i+i}}} = 3 \times \frac{2}{16} = 0,37$ mm.

La courbe de la fig. 61 donne, pour $\Delta X = 0,13$ mm :

$\Delta x_0 = 0,35$ mm soit 0,88% de la longueur de la diode

Détecteur n° 4 :

caractéristiques : S : 2 cm^2 ; e = 500 μ ; C = 40 pF ; R = 54 kΩ ; L = 1,8 cm ; résistivité du substrat : 23000 Ω x cm ; $\frac{RC}{\pi 2} = 220$ ns.
conditions de test : V = 100 V ; I = 4,2 μA ; grille : $X_i - X_{i+1}$ = 2,54 mm ; ΔX = 0,2 mm.

mesures sur le signal quotient :

X_i/L approchée	N_{Q_i}	Δn	temps de montée du signal P_E	temps de montée du signal P_2
0,11	29	4,5	600 ns	800 ns
0,27	68	4	700 ns	800 ns
0,41	104	4	700 ns	800 ns
0,55	139	4,5	700 ns	800 ns
0,70	176	5,5	700 ns	600 ns

Le temps de montée des signaux à la sortie des préamplificateurs est long : cela vient de la grande valeur de la constante de temps du détecteur.
Les résolutions en position ont été mesurées sur un comptage en échelles dilatées : (fig. 67)

X_i/L approchée	N'_{Q_i}	$\Delta n'$
0,27	96	10,5
0,41	191	10
0,55	281	11

On a : $\Delta' x = \Delta n' \times \frac{X_i - X_{i+1}}{N_{Q_i} - N_{Q_{i+1}}} = 1,05 \times \frac{2,54}{92} = 0,290$ mm.

La résolution de la diode est (avec $\Delta X = 0,2$ mm) :

$\underline{\Delta x_0 = 0,25 \text{ mm}}$ soit $\underline{1,39\%}$ de la longueur de la diode.

Pour cette dernière valeur, nous remarquerons que la résolution en position de la diode est voisine de la largeur de la grille : le moindre défaut d'alignement de cette dernière amène à surestimer largement la résolution réelle de la diode.

Avec ce détecteur, nous avons fait les mesures d'énergie suivantes :

X_i/L approchée	N_E	Δn_E	ΔE
0,11	279	4	90 keV
0,41	265	4	90 keV

La différence entre les numéros de canaux obtenus pour des particules arrivant au centre de la diode où à une extrémité est d'environ 5% : ce déficit balistique important est lié au temps de montée important des signaux du détecteur.

Cette étude montre que la variation de la résistance R du détecteur se traduit par :

- une augmentation du déficit balistique quand la constante de temps de la diode augmente.
- une amélioration de la résolution en position quand la résistance augmente (aux incertitudes de mesure près).

c. Résolution en position de détecteurs de forte capacité :

Les tests ont été faits sur deux détecteurs, en employant le circuit diviseur.

Diode n° 5 :

caractéristiques : S = 7 cm^2 ; e = 450 μ ; C = 155 pF ; R = 14,3 kΩ; L = 4,6 cm ; résistivité du substrat : 23 000 Ω x cm ; $\frac{RC}{\eta^2} = 220$ ns.

conditions de test : V = 105 V ; I = 14 µA ; grille : $X_i - X_{i+1}$=2,54 mm, ΔX = 0,2 mm.

mesure sur le signal quotient :

X_i/L approchée	N_{Q_i}	Δn
0,21	89	12
0,27	129	10
0,33	169	11
0,39	209	11

On a : $\Delta x = \Delta n \frac{X_i - X_{i+1}}{N_{Q_i} - N_{Q_{i+1}}} = 0,64$ mm

d'où : $\underline{\Delta x_0 = 0,62 \text{ mm}}$ soit $\underline{1,35\%}$ de la longueur

mesure d'énergie :

X_i/L approchée	N_E	Δn_E	ΔE
0,1	288	4,5	135 keV
0,22	283	4,5	135 keV

La variation du déficit balistique représente 1,65% de l'amplitude du signal, quand l'abscisse d'arrivée des particules passe de 0,1 L à 0,2 L. En faisant varier X_i entre 0 et L, on a obtenu un déficit balistique maximum de 5%, comme dans le cas de la diode n° 4 qui a même constante de temps $\frac{RC}{\pi^2}$.

Diode n° 6 :

caractéristiques : S = 7 cm^2 ; e = 450 µ ; C = 155 pF ; R = 12 kΩ; L = 4,4 cm. résistivité du substrat : 23 000 Ωx cm ; $\frac{RC}{\pi^2}$ = 220 ns.
conditions de test : V = 160 V ; I = 2 µA ; grille : $X_i - X_{i+1}$ = 2,54 mm ; ΔX = 0,2 mm.

mesure sur le signal quotient : (fig. 68)

X_i/L approchée	N_{Q_i}	Δn
0,18	55	10
0,24	93	9
0,30	132	9
0,36	171	9

soit : $\Delta x = 0,59$ mm et $\underline{\Delta x_0 = 0,56 \text{ mm}}$ (1,27% de la longueur du détecteur)

L'amélioration de la résolution en position par rapport au détecteur précédent vient de ce que le courant inverse est beaucoup plus faible dans le cas de la diode n° 6. Cette diode donnait d'autre part une résolution en énergie de 90 keV.

En comparant la résolution obtenue dans ce test, et celle obtenue au a. pour le même détecteur, nous voyons que le procédé qui consiste à mesurer la résolution en position sur le spectre $N_{P_2}(E,X_i)$ amène à des valeurs beaucoup plus faibles qu'elles ne sont en réalité.

d. Estimation du déficit balistique en fonction de la constante de temps de la diode :

Nous avons utilisé 8 détecteurs, dont les constantes de temps allaient de 8 ns à 1050 ns. Pour chaque test, les particules α arrivaient sur toute la longueur de la diode ($0 \leqslant X_i \leqslant L$). Un amplificateur était relié au préamplificateur P_E. Le filtre comportait deux cellules de dérivation et une cellule d'intégration, de constantes de temps T = 1 µs. Le signal de sortie $V_{S_E}(E,X_i)$ était appliqué à l'entrée du convertisseur. On notait le numéro maximum de canal de chaque spectre (soit $N_{E_{max}}(E,X_i)$) et le numéro du canal minimum (soit $N_{E_{min}}(E,X_i)$). Le quotient :

$$\Delta = \frac{N_{E_{max}} - N_{E_{min}}}{N_{E_{max}}}$$

donne le déficit balistique maximum du signal V_{S_E}, exprimé en % de ce signal.

détecteur n°	$\frac{RC}{\pi^2}$ (ns)	$N_{E_{min}}$	$N_{E_{max}}$	Δ (%)	$\frac{RC}{\pi^2 T}$
8	1050	147	312	53	1,05
9	800	192	312	38	0,80
7	600	218	312	30	0,60
10	450	245	303	19	0,45
4	220	265	279	4,5	0,22
3	105	309	312	1	0,105
2	14	1627	1627	0	0,014
1	8	294	294	0	0,008

La courbe $\Delta = f(\frac{RC}{\pi^2 T})$ de la fig. 69 n'est valable que pour un filtre à deux cellules de dérivation et une cellule d'intégration de même constante de temps. En particulier, elle n'est pas valable pour les amplificateurs à mise en forme gaussienne utilisés au a.

Pour que la courbe $N_{Q_i} = f(X_i)$ soit linéaire, on devra choisir approximativement :

$$\frac{R\,C_T}{\pi^2} \leqslant 0,3\ T.$$

e. <u>Utilisation d'un détecteur avec un faisceau de particules accélérées</u> :

Le détecteur n° 4 a été utilisé avec un faisceau d'ions oxygène de 48 MeV d'énergie. Le faisceau entrait dans le détecteur à travers la zone N^+, à travers les fentes d'une grille définie par $X_i - X_{i+1} = 2$ mm ; $\Delta X = 0,13$ mm. Le signal obtenu à la sortie d'un circuit diviseur était appliqué à l'entrée du convertisseur.

La fig. 70 donne le résultat de cette expérience réalisée avec le faisceau d'ions lourds du Tandem de Saclay. La résolution en position obtenue était $\Delta x = 0,2$ mm. On n'a pas essayé de calculer Δx_0, l'imprécision sur la largeur des fentes risquant de conduire à des résultats erronés.

On vérifie bien que la résolution en position du détecteur s'améliore quand l'énergie des particules détectées augmente. En effet, le bruit des signaux $V_{S_E}(E,X_i)$ et $V_{SP_2}(E,X_i)$ est indépendant de l'énergie des particules : le rapport signal/bruit s'améliore quand l'énergie augmente.

Ce détecteur est utilisé depuis plusieurs mois par des physiciens de Saclay et a donné toute satisfaction. D'autres détecteurs, semblables à la diode n° 6, sont également à la disposition des physiciens. Nous considérons donc que les études précédentes ont permis de réaliser des détecteurs de performances et de fiabilité suffisantes pour être employés dans des expériences aux accélérateurs.

f. Conclusions des tests précédents :

Nous avons montré successivement :

- que pour un détecteur donné, l'augmentation de la constante de temps du filtre électronique provoque une détérioration de la résolution en position et une diminution du déficit balistique ; le quotient des deux signaux V_{S_E} et V_{SP_2} est proportionnel à l'abscisse d'arrivée des particules, même pour des déficits balistiques de l'ordre de 10% des signaux V_{S_E} et V_{SP_2}.

- que pour un filtre donné, le déficit balistique est lié au rapport des constantes de temps $\frac{RC}{\pi^2 T}$. Les résolutions en position et en énergie dépendent de ce rapport et des caractéristiques du détecteur, R et C.

Ces deux points étaient prévus par le modèle électrique de la diode.

D'autre part, la linéarité de nos détecteurs n'est pas diminuée par un manque d'homogénéité de la zone N^+ implantée. Cette bonne homogénéité, ainsi que la possibilité de réaliser des résistances de valeur très variées, justifie l'emploi de l'implantation d'ions.

Ces réalisations montrent que l'implantation ionique est particulièrement bien adaptée à la réalisation de détecteurs à semi-conducteurs.

Elle permet de créer de fortes concentrations d'impuretés de dopage au voisinage de la surface d'un semi-conducteur. La mise en oeuvre du procédé ne complique guère les technologies employées. Le procédé est très souple : le contrôle précis de quelques paramètres (énergie des ions, dose d'ions, température de recuit) permet de faire varier dans de très larges limites les propriétés des zones dopées par implantation. Enfin, le balayage du faisceau d'ions permet un dopage homogène d'échantillons de grande surface, chose très difficile par tout autre procédé que l'implantation.

Nous expérimentons actuellement des détecteurs à localisation qui combinent les techniques de l'implantation d'ions bore et de l'implantation d'ions lithium. Le matériau de base est un parallélépipède de silicium P de plusieurs millimètres d'épaisseur. Par implantation d'ions bore, on obtient sur une face une zone P^+ de résistance linéique connue. Sur la face opposée, on procède à une diffusion d'ions lithium. La compensation des impuretés de type P du matériau de base s'obtient par migration des ions lithium. Puis on abrase la zone N^+ créée par la diffusion de lithium et on crée une zone N^+ de faible épaisseur par implantation d'ions lithium. On évapore deux bandes métalliques aux extrémités de la zone P^+. Les détecteurs obtenus ont une grande épaisseur et une faible capacité. Ils permettront d'obtenir une bonne résolution en position lors de la localisation de particules chargées de grande énergie.

ANNEXE 1

REALISATION D'UN PONT POUR LA MESURE DE LA RESISTANCE D'UN CONTACT.

Nous avons repris le montage de la fig. 32. Sur la fig. 33 , la diode est remplacée par son schéma équivalent. Le détecteur a une capacité C, une conductance G et une longueur L. Le contact N^+ a une résistance R. Les grandeurs correspondantes par unité de longueur sont $\frac{C}{L}$, $\frac{G}{L}$ et $\frac{R}{L}$. Nous supposons que les résistances de polarisation r sont grandes devant la résistance R du contact implanté.

Nous appelons i le courant alternatif entrant dans le dipôle, v la tension alternative entre les contacts d'aluminium. I(x) et V(x) sont la tension et le courant à l'abscisse x de la ligne à constantes réparties. j_0 est le courant traversant la résistance de polarisation réunie au contact d'aluminium situé en x = 0. j_L est le courant traversant l'autre résistance de polarisation r. Avec ces notations, nous avons :

$$i = j_0 + I(0) = j_L + I(L) \qquad (1)$$

$$V(0) = r j_0 \qquad (2)$$

$$V(L) = - r j_L \qquad (3)$$

$$Z = \frac{v}{i} = \frac{V(0) - V(L)}{i} = \frac{V(0) - V(L)}{\frac{V(0)}{r} + I(0)} \qquad (4)$$

Nous posons $\lambda = \frac{1}{L} \sqrt{R(Cp+G)}$; la ligne peut être considérée comme fermée à son extrémité (L) sur une impédance z(p) inconnue. On définit alors le coefficient σ :

$$\sigma = z(p)\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}$$

Nous pouvons exprimer V(L), I(L) et I(0) en fonction de V(0) par [44] :

$$V(L) = V(0)\,\frac{\sigma}{\sigma ch\lambda L + sh\lambda L} \tag{5}$$

$$I(0) = V(0)\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\;\frac{\sigma sh\lambda L + ch\lambda L}{\sigma ch\lambda L + sh\lambda L} \tag{6}$$

$$I(L) = V(0)\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\;\frac{1}{\sigma ch\lambda L + sh\lambda L} \tag{7}$$

En reportant (5), (6) et (7) dans (4), nous trouvons :

$$Z = \frac{V(0) - V(L)}{\frac{V(0)}{r} + I(0)} = \frac{\sigma(ch\lambda L-1) + sh\lambda L}{\frac{1}{r}(\sigma ch\lambda L+sh\lambda L) + \sqrt{\frac{Cp+G}{R}}(\sigma sh\lambda L+ch\lambda L)} \tag{8}$$

Cherchons maintenant la valeur du coefficient σ. Nous pouvons écrire l'équation (1) :

$$i = \frac{V(0)}{r} + I(0) = -\frac{V(L)}{r} + I(L)$$

En remplaçant I(0), V(L) et I(L) par leurs valeurs en fonction de V(0), il vient :

$$\frac{V(0)}{r} + V(0)\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\;\frac{\sigma sh\lambda L + ch\lambda L}{\sigma ch\lambda L + sh\lambda L} = -\frac{V(0)}{r}\,\frac{\sigma}{\sigma ch\lambda L + sh\lambda L} + V(0)\,\frac{\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}}{\sigma ch\lambda L + sh\lambda L}$$

Nous en tirons la valeur de σ :

$$\sigma = \frac{r\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\,(1 - ch\lambda L) - sh\lambda L}{ch\lambda L + 1 + r\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\,sh\lambda L} \tag{9}$$

Nous reportons cette valeur de σ dans l'équation (8). Il vient :

$$Z = r\,\frac{(ch\lambda L-1)\left[r\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\,(1-ch\lambda L)-sh\lambda L\right] + sh\lambda L\left(ch\lambda L+1+r\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\,sh\,L\right)}{\left(sh\lambda L+r\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\,ch\lambda L\right)\left(ch\lambda L+1+r\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\,sh\lambda L\right) + \left(ch\lambda L+r\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\,sh\lambda L\right)\left[r\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}\,(1-ch\lambda L)-sh\lambda L\right]} \tag{10}$$

Pour simplifier cette expression, nous remarquons que :

- $\frac{r}{R} \gg 1$ et $\frac{R}{r} \ll 1$ avec les valeurs utilisées dans le montage ($r = 2\ M\Omega$ et $R \# 20\ k\Omega$).

- λL est petit et on peut remplacer $sh\lambda L$ par λL et $ch\lambda L$ par $1+\frac{(\lambda L)^2}{2}$.

Par exemple, des valeurs caractéristiques sont :

$R = 10^4\ \Omega$; $C = 40$ pF ; $G = 10^{-8}$ s ; $f = 300$ Hz soit $\omega = 2.10^3$ rad/s.

On trouve alors $L^2\lambda^2 = R(G+jC\omega) = 10^4(10^{-8}+j\ 8.10^{-8}) \# j\ 8.10^{-4}$

soit $\lambda L \# 2{,}8.10^{-2}\ \sqrt{j}$.

Pour $\lambda L = 10^{-1}\ \sqrt{j}$, les valeurs de $sh\lambda$ et $ch\lambda$ obtenues par le développement limité s'approchent à mieux que 5.10^{-3} près des valeurs réelles en module et en phase. Nous prendrons donc :

$$sh\lambda L \# \lambda L \quad \text{et} \quad ch\lambda L \# 1 + \frac{(\lambda L)^2}{2}$$

- nous remplaçons $\sqrt{\frac{Cp+G}{R}}$ par sa valeur $\frac{\lambda L}{R}$.

L'expression (10) devient :

$$Z \# r\ \frac{\frac{(\lambda L)^2}{2}\left[-\frac{r(\lambda L)^3}{2R} - \lambda L\right] + \lambda L\left[2 + \frac{r(\lambda L)^2}{R}\right]}{\lambda L(1+\frac{r}{R})(2+\frac{r(\lambda L)^2}{r}) + \left[1 + (\lambda L)^2(\frac{1}{2}+\frac{r}{R})\right]\lambda L\left[-\frac{r(\lambda L)^2}{R\ 2} - 1\right]}$$

soit :

$$Z \# r\ \frac{2 + \frac{r(\lambda L)^2}{R} - \frac{(\lambda L)^2}{2} - \frac{r(\lambda L)^4}{4R}}{\frac{r}{R}\left[2 + \frac{r}{R}(\lambda L)^2\right] + \left[1 + \frac{r}{R}(\lambda L)^2\right]\left[-1 - \frac{r(\lambda L)^2}{2R}\right]}$$

Pour simplifier à nouveau cette expression, nous remarquons que :

- au numérateur, $\frac{r}{R}(\lambda L)^2 \gg \frac{(\lambda L)^2}{2}$ et $\frac{r}{R}(\lambda L)^2 \gg \frac{r}{4R}(\lambda L)^4$.

le numérateur s'écrit donc : $r\left[2 + \frac{r(\lambda L)^2}{R}\right]$

- au dénominateur, qui s'écrit sous forme développée :

$$\frac{r}{R}\left\{2 + \frac{r}{R}(\lambda L)^2 - \frac{R}{r}\left[1 + \frac{3r}{2R}(\lambda L)^2 + \frac{r^2}{2R^2}(\lambda L)^4\right]\right\}$$

$$= \frac{r}{R}\left\{2 + \frac{r}{R}(\lambda L)^2 - \frac{R}{r} - \frac{3}{2}(\lambda L)^2 - \frac{r}{2R}(\lambda L)^4\right\}$$

On a : $2 \gg \frac{R}{r}$ et $2 \gg + \frac{3}{2}(\lambda L)^2$

et $\frac{r}{R}(\lambda L)^2 \gg \frac{r}{2R}(\lambda L)^4$

Le dénominateur s'écrit donc :

$$\frac{r}{R}\left\{2 + \frac{r}{R}(\lambda L)^2\right\}$$

Finalement :

$$Z \# \frac{r\left[2 + \frac{r(\lambda L)^2}{2}\right]}{\frac{r}{R}\left[2 + \frac{r(\lambda L)^2}{R}\right]} = R$$

$$\boxed{Z \# R} \qquad (11)$$

Dans les conditions de mesure précédemment décrites ($r \gg R$, faible courant inverse, faible fréquence de mesure), l'impédance Z mesurée est égale à la résistance du contact.

Le montage pratique est celui de la fig. 33 .

ANNEXE 2

Soit un détecteur à localisation dont la résolution en position est Δx_0. Quand n particules d'énergie E arrivent à l'abscisse X, le signal de position donné par le détecteur est :

$$\psi(X - x) = \frac{n}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(X-x)^2}{2\sigma^2}\right] \quad , \Delta x_0 = 0{,}235$$

indiquant le nombre d'événements que le détecteur affecte à l'abscisse x, alors qu'ils sont arrivés à l'abscisse X.

On masque les abscisses $X \geqslant X_0$ du détecteur, de façon que les particules ionisantes ne puissent pas les atteindre. On envoie sur le reste du détecteur (pour $X \leqslant X_0$) un flux homogène de n_L particules par unité de longueur. Le détecteur de résolution Δx_0 signale alors à l'abscisse X un nombre d'événements N :

$$N(X) = n_L \int_{-\infty}^{X_0} \psi(X-x)\,dx = \frac{n_L}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{X_0} \exp\left[-\frac{(X-x)^2}{2\sigma^2}\right] dx$$

Posons $\frac{X - x}{\sigma} = u$; $dx = -\sigma\,du$; il vient :

$$N(X) = -\frac{\sigma n_L}{\sqrt{2\pi}} \int_{+\infty}^{\frac{X-X_0}{\sigma}} e^{-\frac{u^2}{2}}\,du$$

soit :

$$N(X) = +\frac{\sigma n_L}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{X-X_0}{\sigma}}^{+\infty} e^{-\frac{u^2}{2}}\,du = +\frac{\sigma n_L}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\frac{X_0-X}{\sigma}} e^{-\frac{u^2}{2}}\,du$$

Cette intégrale s'exprime à partir des fonctions π et Φ [44] :

$$N(X) = \sigma n_L \pi\left(\frac{X_0 - X}{\sigma}\right) = \frac{\sigma n_L}{2}\left[1 + \Phi\left(\frac{X_0 - X}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right]$$

pour $X < X_0$

$$N(X) = \frac{\sigma n_L}{2}\left[1 - \Phi\left(\frac{X_0 - X}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right]$$

pour $X > X_0$

On masque maintenant les abscisses du détecteur $X \leq X_1$ et $X \geq X_2$. Les particules arrivent sur le détecteur à travers une fente de largeur $\Delta X = X_2 - X_1$. On a :

$$N(X) = N_1(X) - N_2(X)$$

avec :

$$N_1(X) = \frac{\sigma n_L}{2}\left[1 + \Phi\left(\frac{X_1 - X}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right]$$

$$N_2(X) = \frac{\sigma n_L}{2}\left[1 + \Phi\left(\frac{X_2 - X}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right]$$

soit :

$$N(X) = \frac{\sigma n_L}{2}\left[\Phi\left(\frac{X_1 - X}{\sigma\sqrt{2}}\right) - \Phi\left(\frac{X_2 - X}{\sigma\sqrt{2}}\right)\right]$$

La fonction Φ (fonction d'erreur complémentaire) est tabulée, ce qui nous permet de procéder à un calcul numérique.

Posons $X_2 - X_1 = 10\sigma$. On obtient le maximum de $N(X)$ pour $X = \frac{X_1 + X_2}{2}$, soit :

$$\frac{2 N_{max}}{\sigma n_L} = 2\Phi\left(\frac{5}{\sqrt{2}}\right) \# 2 \qquad (\text{à } 10^{-6} \text{ près}).$$

Pour $X = X_2$, on a : $\frac{2\,N(X_2)}{\sigma n_L} = \Phi\left(\frac{10}{\sqrt{2}}\right) - \Phi(0) \# 1$ (à 10^{-6} près).

Les points X_1 et X_2 correspondent donc à la mi-hauteur de la courbe $N = f(X)$. La largeur à mi-hauteur de la courbe est $X_2 - X_1 = 10\sigma$

$$X_2 - X_1 = 10\sigma = 4{,}25 \times (2{,}35\sigma) = 4{,}25\,\Delta x_0 = \Delta X$$

et $X_2 - X_1 \# \Delta x$ largeur à mi-hauteur de $N = f(X)$.

Pour $\frac{\Delta x}{\Delta X} \# 1$, on a $\Delta x_0 \leqslant \frac{\Delta X}{4{,}25}$

Posons ensuite $X_2 - X_1 = 5\sigma$. On obtient le maximum de $N(X)$ pour $X = \frac{X_1 + X_2}{2}$. Soit :

$$\frac{2\,N_{max}}{\sigma n_L} = 2 \times 0{,}988, \text{ et } \frac{N_{max}}{2\sigma n_L} = 0{,}494$$

Avec $X = X_1$, on obtient : $\frac{N(X_1)}{\sigma n_L} \# 0{,}500$

Avec $X = X_1 - \sigma$, on obtient : $\frac{N(X_1 - \sigma)}{\sigma n_L} = 0{,}159$

En interpolant entre ces deux valeurs, on déduit l'abscisse X_i telle que $N(X_i) = 0{,}494$. On en déduit la largeur apparente de la fente :

$$\Delta x = 5{,}035\sigma = 2{,}12 \times 2{,}35\sigma = 2{,}12 \times \Delta x_0$$

Pour $\frac{\Delta x}{\Delta X} = 1{,}007$, on a $\Delta x_0 = \frac{\Delta X}{2{,}11}$

On pose successivement $X_2 - X_1 = 4\sigma$; 3σ ; 2σ ; $1{,}5\sigma$; σ ; $0{,}5\sigma$;

On obtient la courbe :

$$\frac{\Delta x_0}{\Delta X} = f\left(\frac{\Delta x}{\Delta X}\right)$$

donnée à la fig. 62.

REFERENCES

[1] C. Williamson et J.P. Boujot, Tables of range and rate of energy loss of charged particles of energy 0,5 to 150 MeV, CEA 1962.

[2] Les méthodes d'identification des particules en Instrumentation Nucléaire, Congrès de Lyon, janv. 1967, IPN Villeurbanne.

[3] F.S. Goulding, D.A. Landis, J. Cerny and R.H. Pehl, IEEE Trans. Nucl. Science, 1964, NS11, 388.

[4] W. Van Roosbroeck, Phys. Rev. 139 (1965) A 1702.

[5] S. Kalbitzer and W. Melzer, Nucl. Instr. Methods, 1967, 56, 301.

[6] W.R. Kuhlmann et al., Nucl. Instr. Methods, 1966, 40, 118.

[7] G. Charpak et al., Nucl. Instr. Methods, 1970, 80, 13.

[8] W. Shockley, Bell System Tech. J. 28 (1949) 435.

[9] C.T. Sah, R.N. Noyce, W. Shockley, Proc. IRE, 45 (1957) 1228.

[10] T.M. Buck, Semiconductor nuclear particle detectors, N.A.S. Public. 871 (1961) 111.

[11] H. Statz, Semiconductor nuclear particle detectors, N.A.S. Public. 871 (1961) 99.

[12] F.S. Goulding, Nucl. Instr. Methods, 1966, 43, 1.

[13] W. Schottky, Z. Physik, 113 (1939) 367.

[14] C.A. Mead, Solid State Electron. 9 (1966) 1023.

[15] W.L. Hansen and F.S. Goulding, Nucl. Instr. Methods, 1964, 29, 345.

[16] E.M. Pell, J. Appl. Phys. 31 (1960) 291.

[17] E. Baldinger and W. Franzen, Amplitude and Time Measurements in Nuclear Physics, Adv. in Elec. and Elec. Phys. 8 (1956), Academic Press Incorporation Publishers, New-York.

[18] R. Chaminade et A. Falcoz, Communication au Colloque sur l'Utilisation des détecteurs à semiconducteurs en Physique Nucléaire, Liège 1963 (ed. par l'Université de Liège, 1964) p. 155.

[19] R. Benoit dans "semiconductor detectors", ed. par G. Bertolini et A. Coche, North. Holland Publ. Cy, 1968, p. 201.

[20] J.J. Samueli, J. Pigneret et A. Sarazin, Instrumentation Electronique en Physique Nucléaire, Paris 1968, éditions Masson.

[21] S. Kalbitzer, R. Bader, H. Herzer and K. Bethge, Z. Phys. 203 (1967) 117.

[22] O. Meyer and G. Haushahn, Nucl. Instr. Methods, (1967), 56, 177.

[23] G. Dearnaley, A.G. Hardacre, B.D. Rogers, Proc. Meeting on special techniques and materials for semiconductor detectors, Ispra 1968 (ed. par F. Cappellani et G. Restelli), Euratom 1969, p. 267.

[24] J. Lindhard and M. Scharff, Phys. Rev. (1961), 124, 128.

[25] J. Lindhard, M. Scharff and H.E. Schiøtt, 1963b, Kgl. Danske Vid. Selsk., Matt. - Fys.Medd. 33, n° 14.

[26] W.S. Johnson, J.F. Gibbons, Projected Range Statistics in semiconductors, 1970, Stanford University Bookstore.

[27] G. Dearnaley, Ion bombardment and Implantation, Reports on Progress in Physics, vol. 32, Part 2, 1969.

[28] W.J. Snyder and J.S. Neufeld, 1955, Phys.Rev., 99, 1326.

[29] J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff and P.V. Thomsen, 1963a, Kgl. Danske Vid. Selsk., Matt. - Fys. Medd. 33, n° 10.

[30] M.W. Thompson and R.S. Nelson, 1961, Proc. R. Soc. A., 259, 458.

[31] P. Sigmund and J.B. Sanders, 1967, Comptes rendus de la Conférence sur les Applications de l'Implantation ionique à la Technologie des semi-conducteurs, Grenoble, 1967 (Grenoble : CEN).

[32] G.D. Watkins, 1964, Proc. Conf. on Effects of Radiation in Semiconductors, (New-York : Academic Press).

[33] P. Glotin, Thèse, Grenoble 1968.

[34] R.S. Nelson and D.J. Mazey, Comptes rendus de la Conférence sur les Applications de l'Implantation ionique à la technologie des semi-conducteurs, Grenoble, 1967 (CEN).

[35] W. Stumpfi and S. Kalbitzer, Radiations Effects, (1971), vol. 6, 205.

[36] J.A. Davies, J.D. Mc Intyre, R.L. Cushing and M. Lounsbury, (1960), Can. J. Chem., 38, 1526.

[37] G. Dearnaley, J.H. Freeman, G. Gard, M.A. Wilkins, 1968b, Can. J. Phys. 46, 587.

[38] J. Lindhard, 1965, Kgl. Danske Vid. Selsk., Matt. - Fys. Medd. 34, n° 14.

[39] A. Garin, M. Oria, B. Waast, Radiation Effects, (1971), vol. 10, 43.

[40] J. Chaumont, P. Baran-Marszak, Congrès de Versailles, AVISEM 1970, Supplément à la revue "Le Vide" 1971.

[41] F.M. Smits, The Bell System Technical Journal, May 1958, 711.

[42] P. Sebillotte, M. Badanoiu, V.B. Ndocko, P. Siffert, Radiation Effects, (1971), vol. 7, pp.7-15.

[43] A. Monfret, Proc. Meeting on special techniques and materials for semiconductor detectors, Ispra 1968 (ed. par F. Cappellani et G. Restelli), Euratom 1969, p. 251.

[44] A. Angot, Compléments de Mathématiques, CNET 1961.

[45] A. Doehring, S. Kalbitzer and W. Melzer, Nucl. Instr. Methods, 59 (1968) 40.

[46] S. Kalbitzer, W. Melzer and W. Stumpfi, Max-Planck-Institut, Heidelberg, Preprint MPIH-1968/V/1.

[47] E. Laegsgaard, F.W. Martin and W.M. Gibson, IEEE Trans. Nucl. Science, (1968), NS-15, n°3, 239.

[48] R.B. Owen and M.L. Awcock, IEEE Trans. Nucl. Science, (1968), NS-15, n° 3, 290.

[49] S. Ramo, Proc. I.R.E. 27(1939) 584.

[50] C.K. Jen, Proc. I.R.E. 29 (1941) 345.

[51] G. Bertolini and A. Coche, Semiconductor Detectors, p. 245, North. Holland Publ. Comp. Amsterdam (1968).

[52] P.A. Tove, K. Falk, Nucl. Instr. Methods, 29 (1964) 66.

[53] G. Cavalleri, G. Fabri, E. Gatti, V. Svelto, Nucl. Instr. Methods, 21 (1963) 177.

[54] M. Martini, G. Ottaviani, Nucl. Instr. Methods, 67 (1969) 177.

[55] W.L. Braun, I.R.E. Trans., NS-8, n° 1 (1961) p. 2.

[56] G.L. Miller, W.M. Gibson, Nucl. Electr. 1, 477, (1962).

[57] N.B. Strokan, V.K. Yeryomin, S.A. Lomashevich, N.I. Tisnek, IEEE Trans. Nucl. Science, NS-19, n° 3 (1972) p. 365.

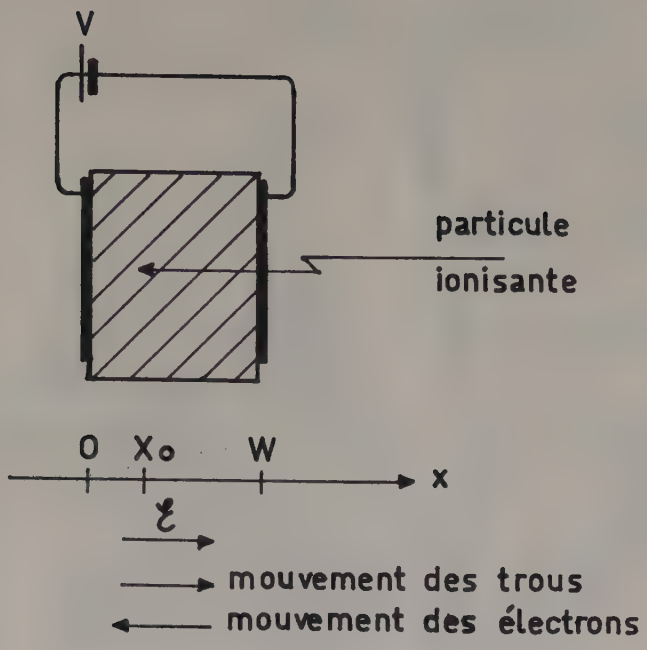

V
particule
ionisante
0
Xo
W
x
ℰ
mouvement des trous
mouvement des électrons

Fig: 1

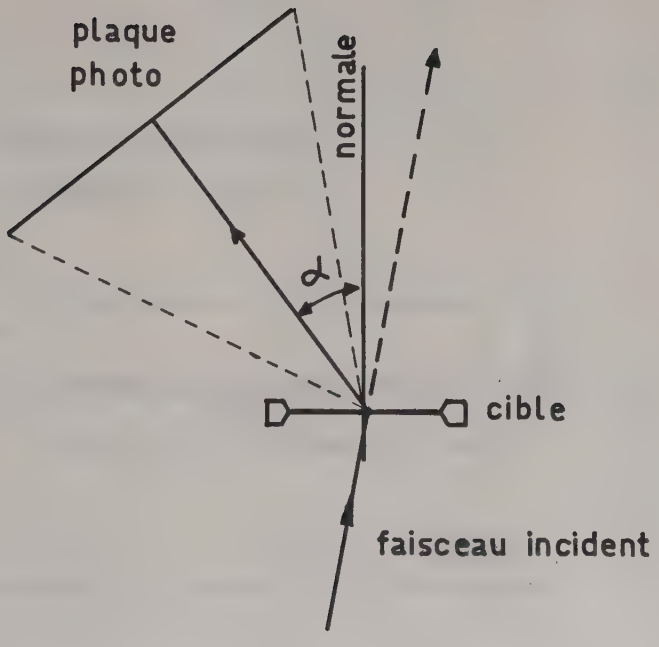

plaque
photo
normale
α
cible
faisceau incident

Fig: 2

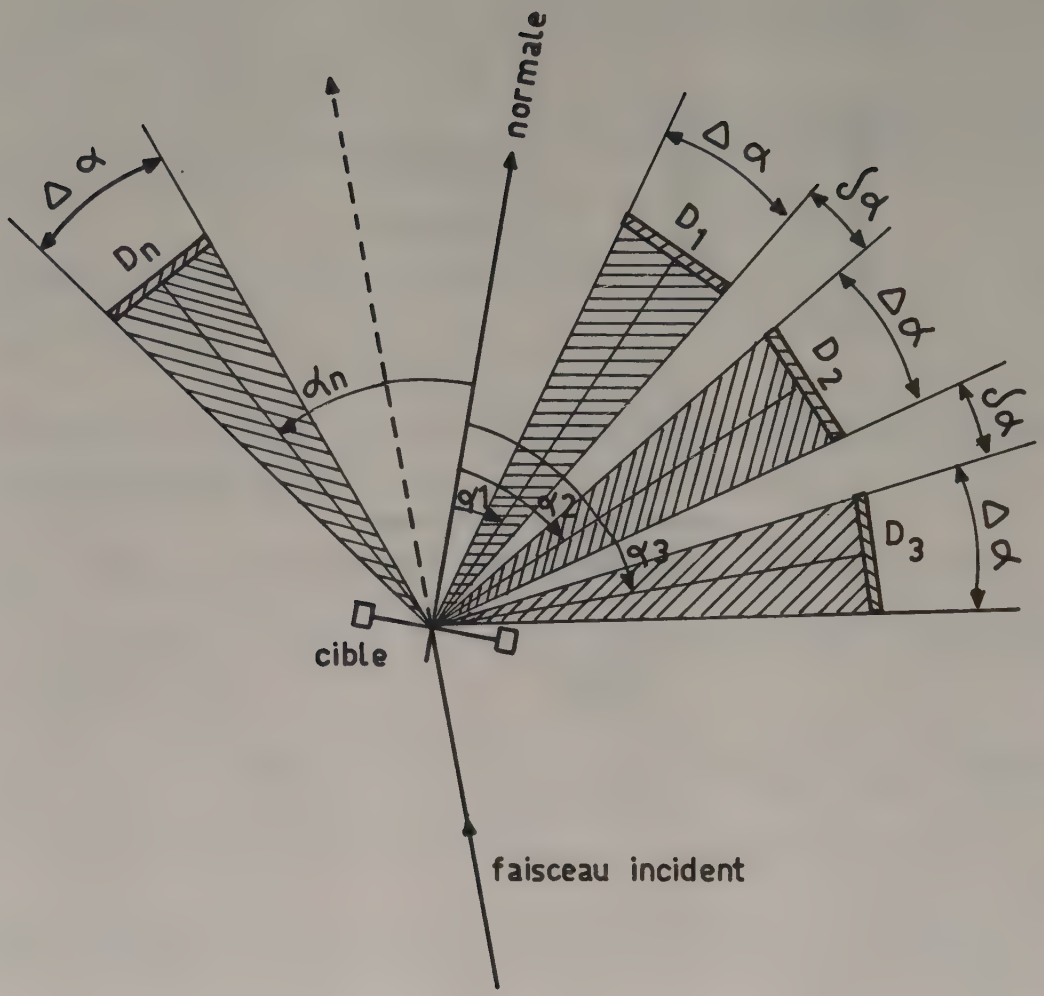

normale
Δα
Dn
dn
D1
δα
Δα
D2
δα
α1
α2
α3
D3
Δα
cible
faisceau incident

Fig: 3

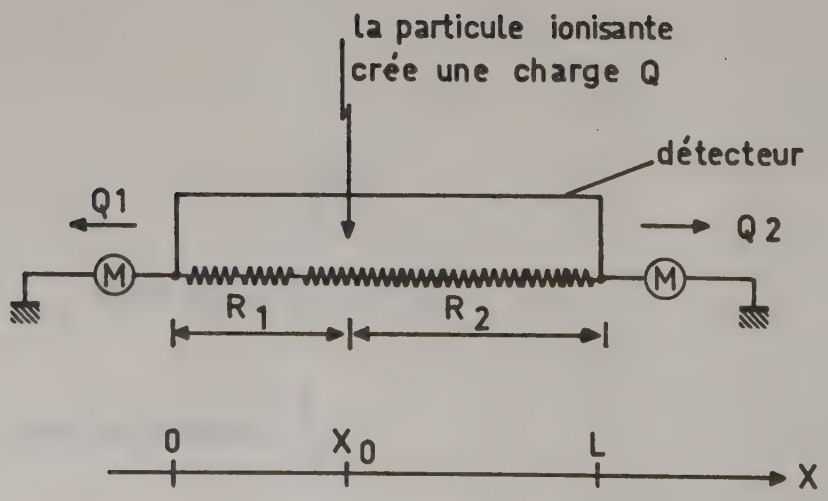

la particule ionisante
crée une charge Q
détecteur
Q1
Q2
M
M
R1
R2
0
X0
L
X

Fig: 4

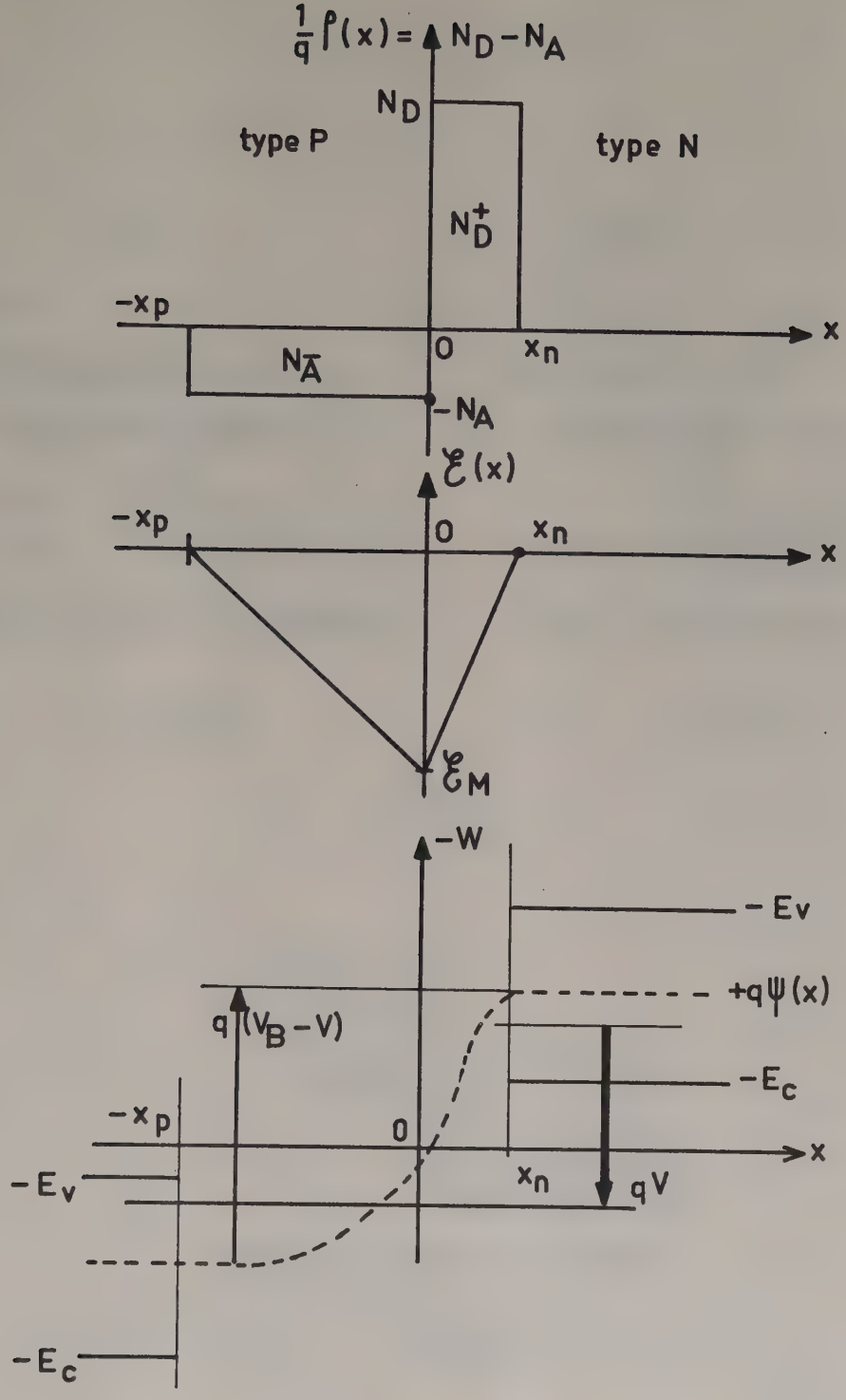

1/q ρ(x) = N_D − N_A
N_D
type P
type N
N_D^+
−x_p
x
0
x_n
N_A^−
−N_A
ℰ(x)
−x_p
0
x_n
x
ℰ_M
−W
− E_v
+qψ(x)
q(V_B − V)
− E_c
−x_p
0
x
x_n
qV
− E_v
− E_c

Fig: 5

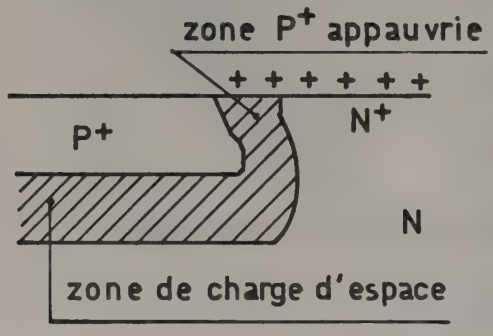


Fig: 6a

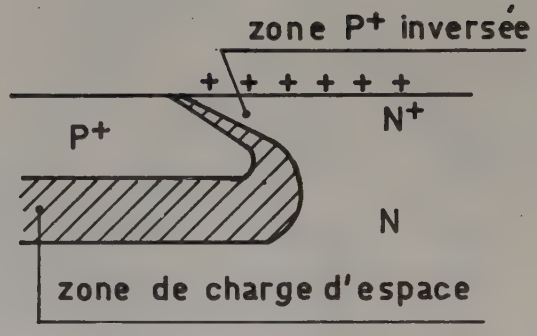


Fig: 6b

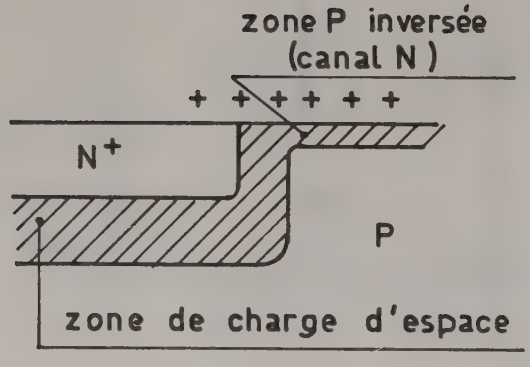


Fig: 6c

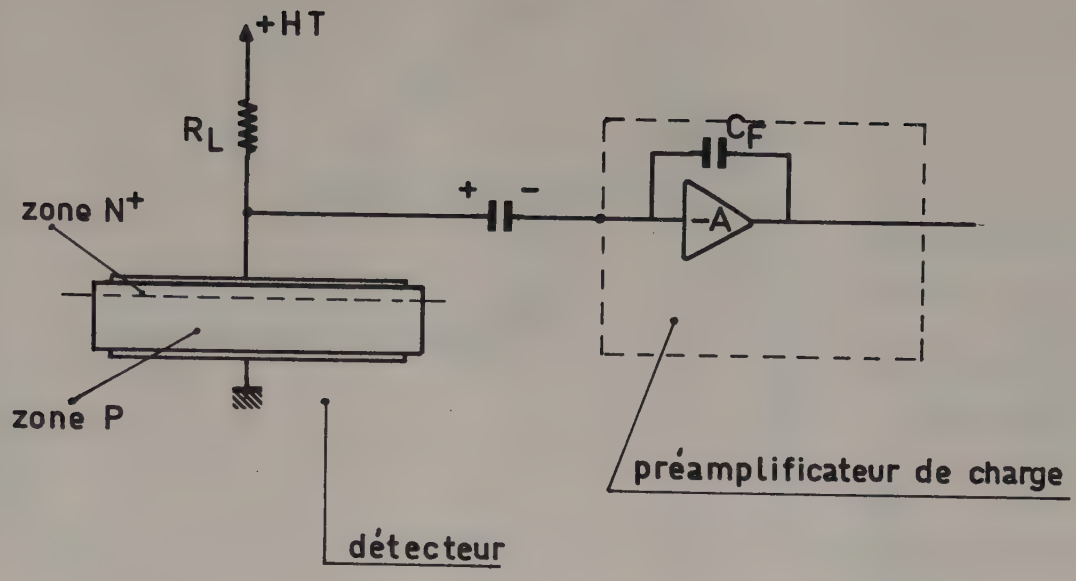

+HT
R_L
C_F
zone N^+
+
-
-A
zone P
préamplificateur de charge
détecteur

Fig: 7a

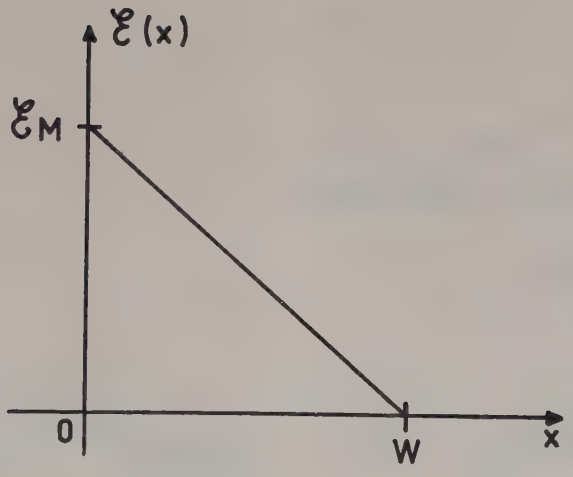
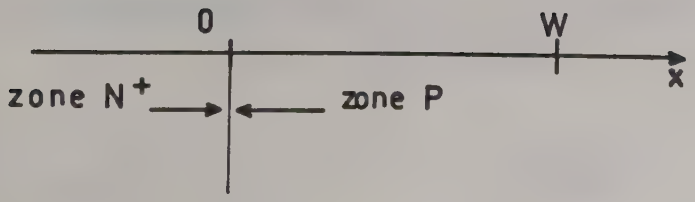

$\mathcal{E}(x)$
$\mathcal{E}_M$
0
W
x

Fig: 7b


0
W
x
zone N^+
zone P

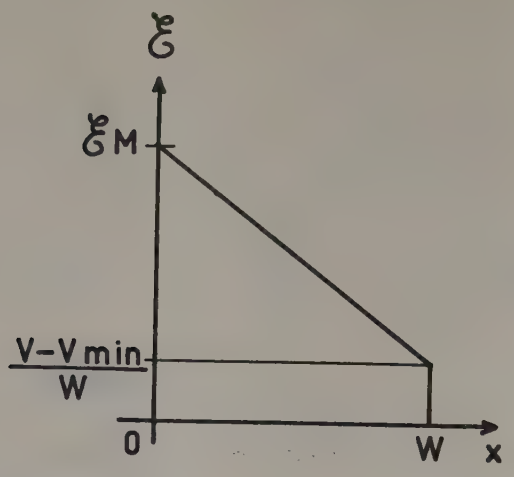


Fig: 8

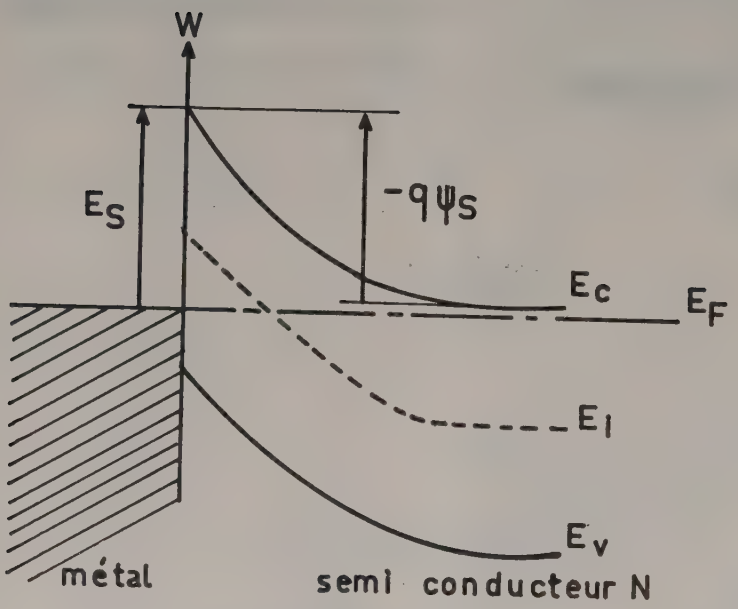


Fig: 9

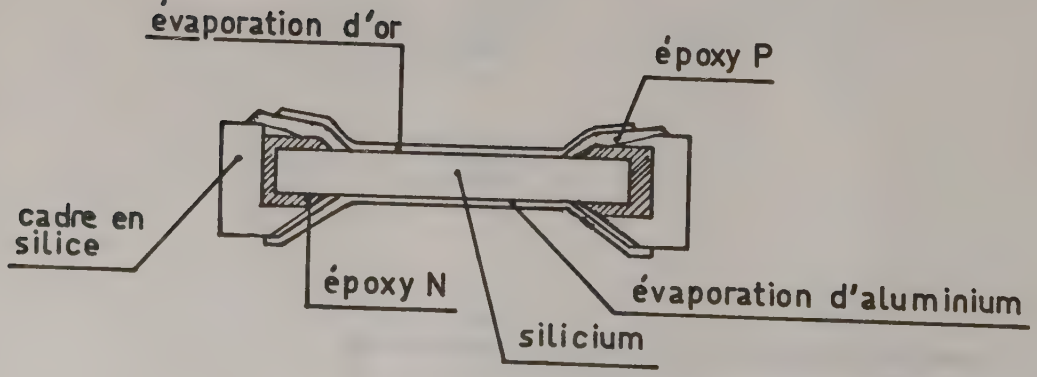


Fig: 10

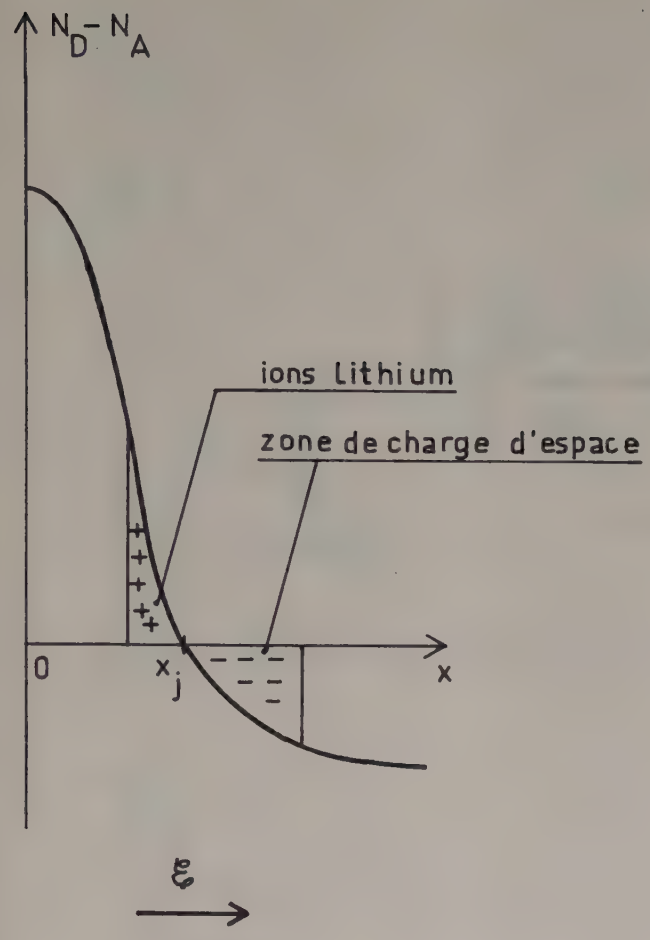


fig.11a

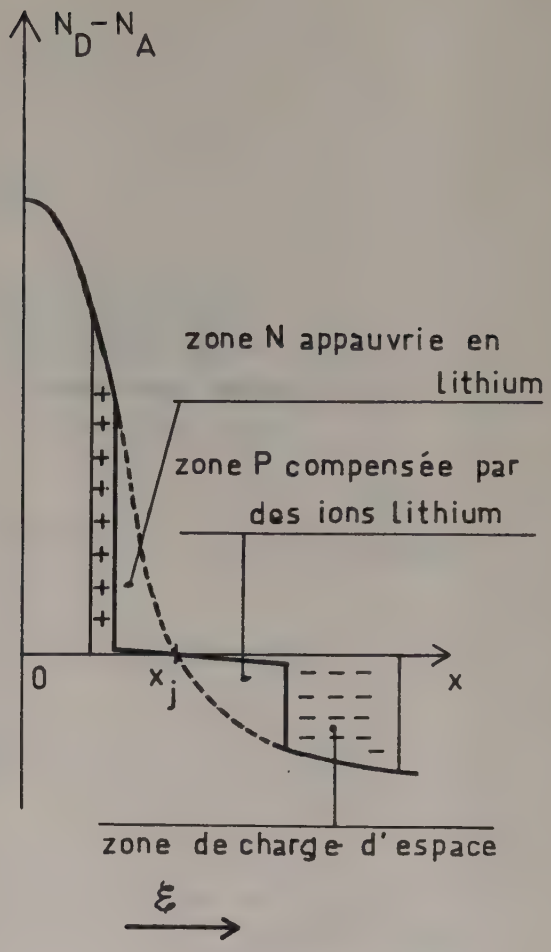


fig.11b

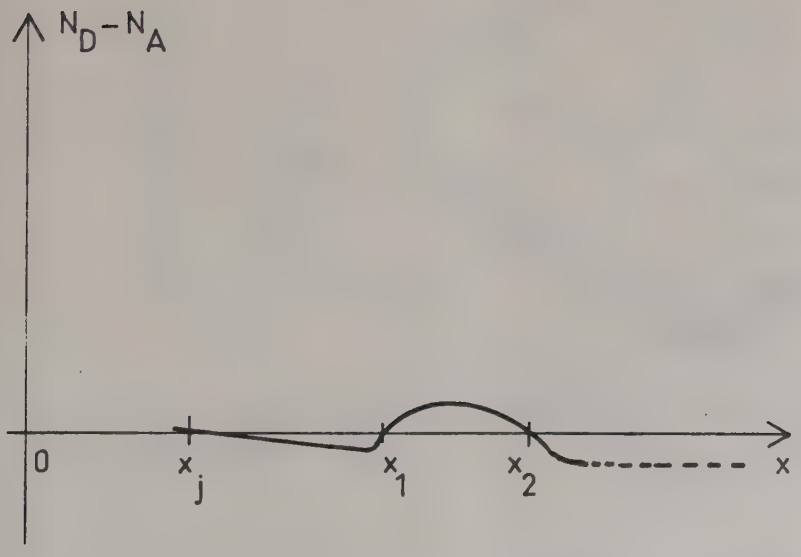


fig.11c

fig.11

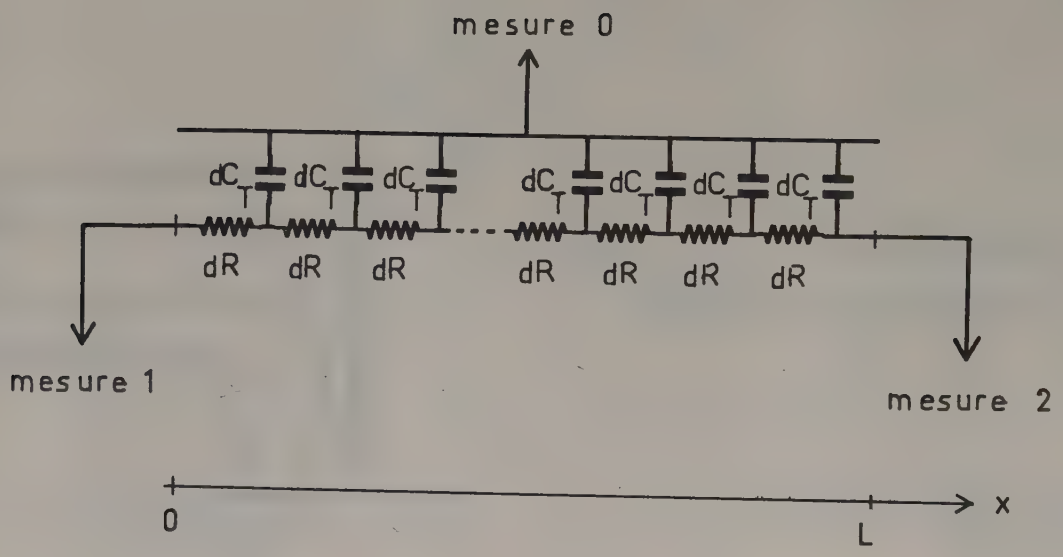


fig. 12

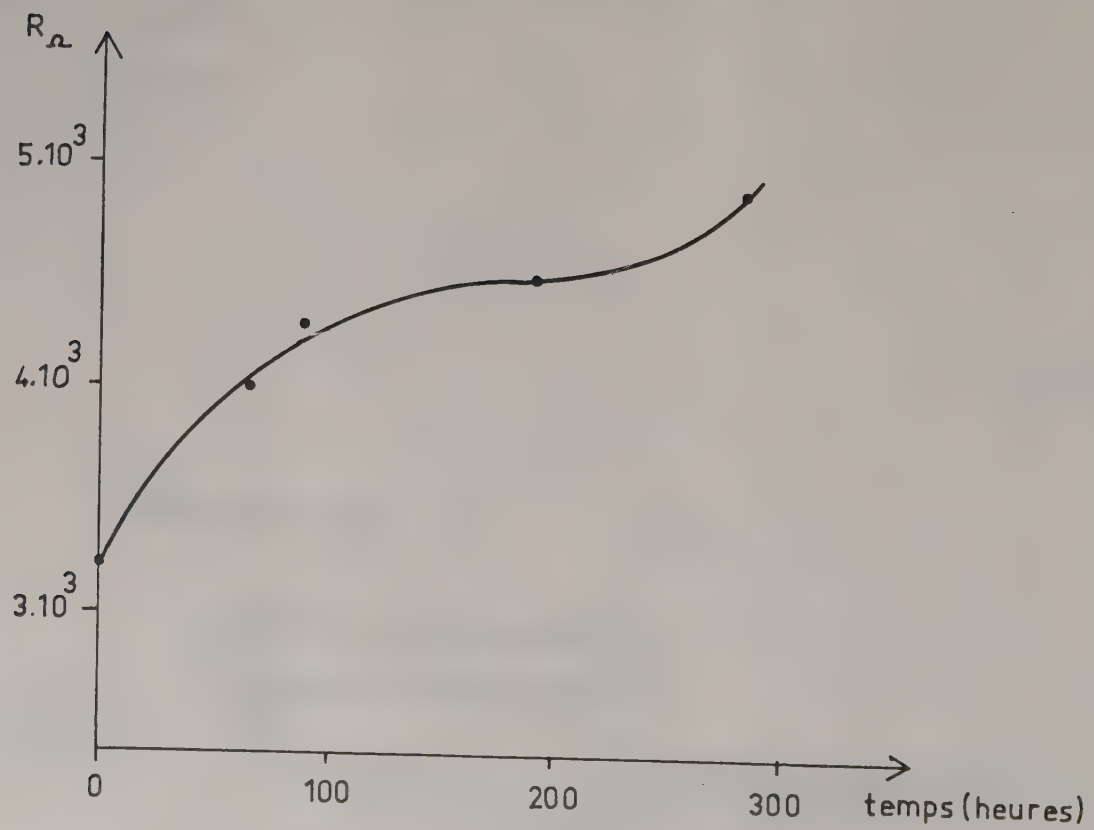


fig. 13 a

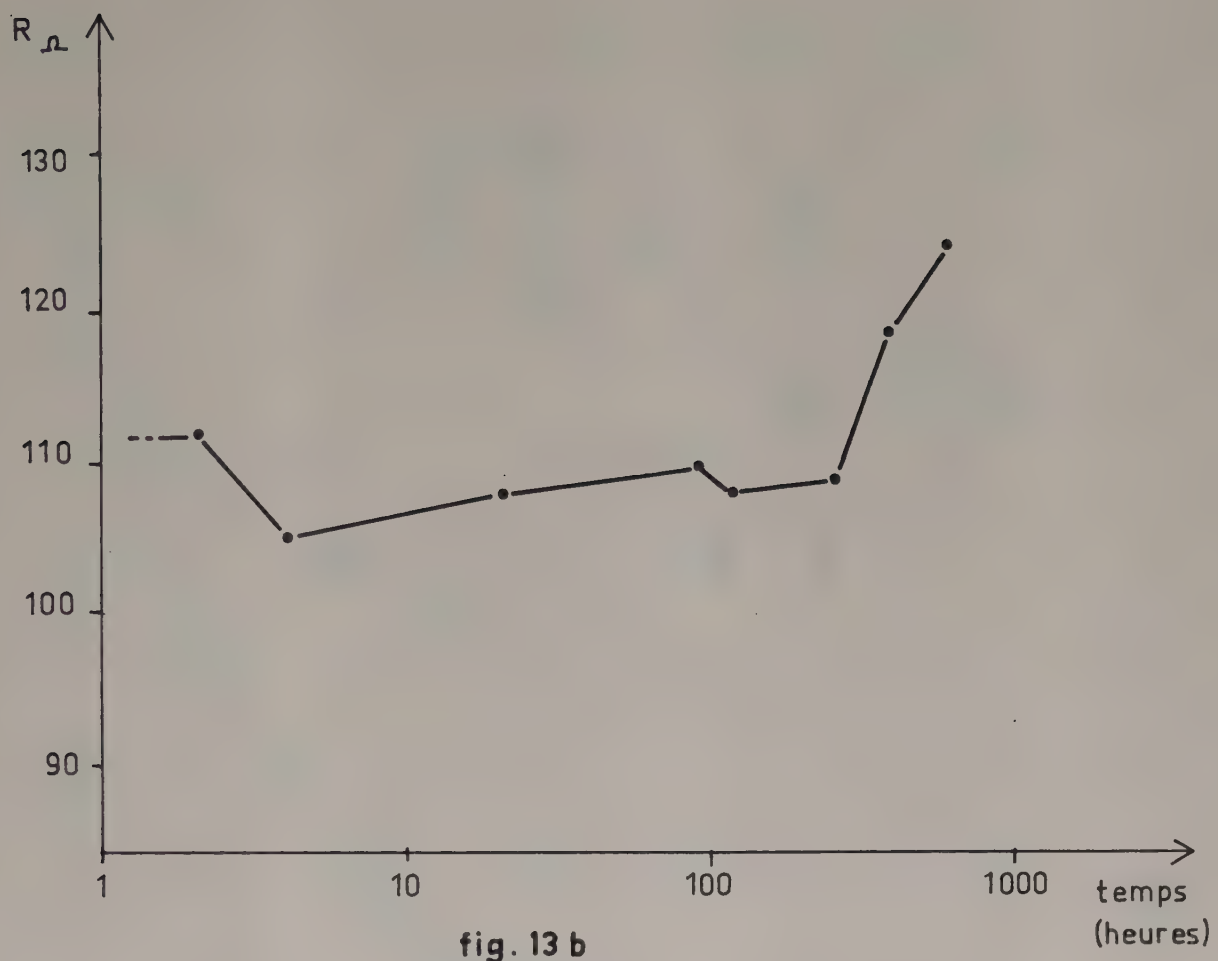


fig. 13 b

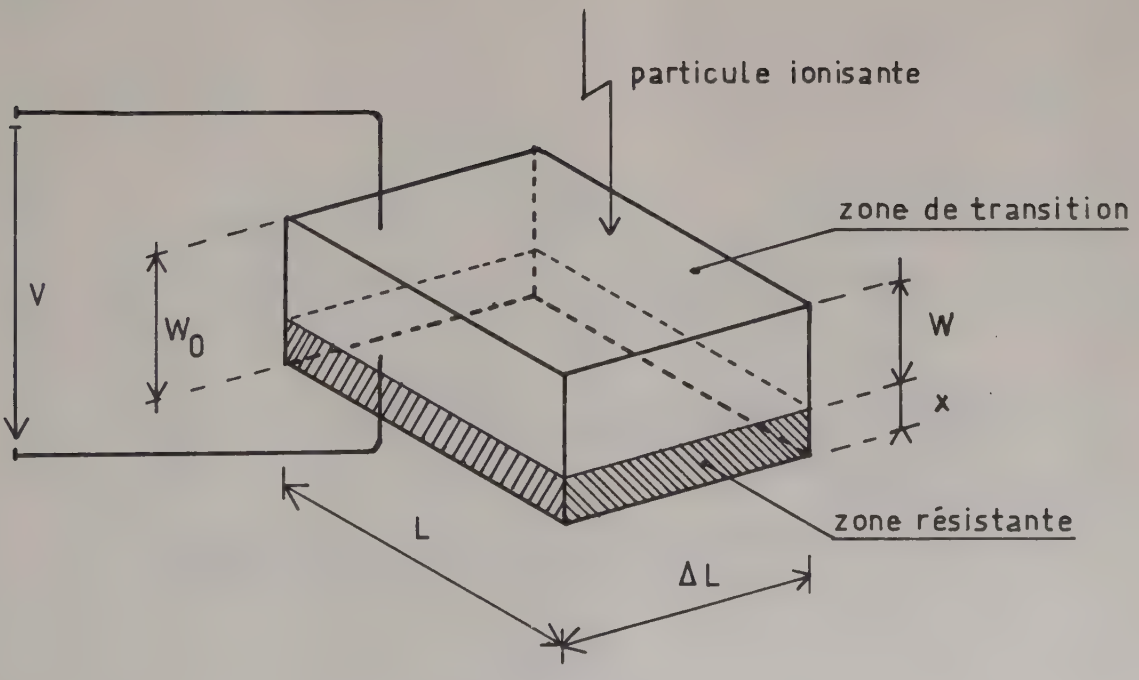


fig. 14

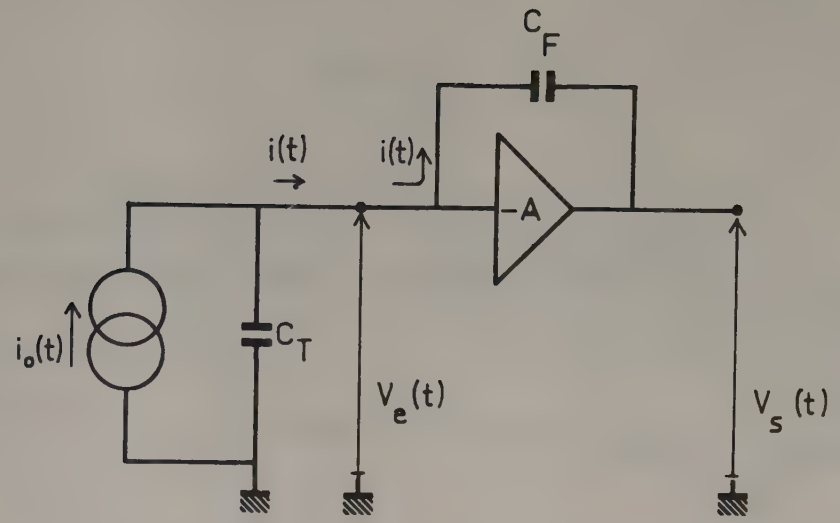


fig. 15

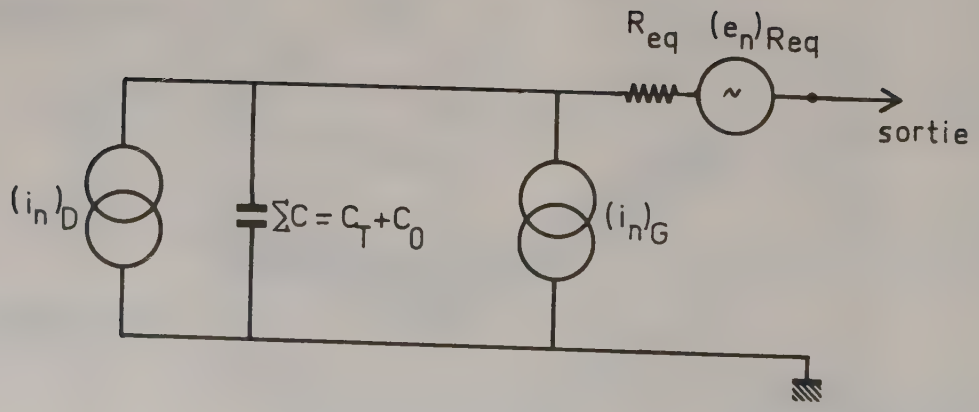
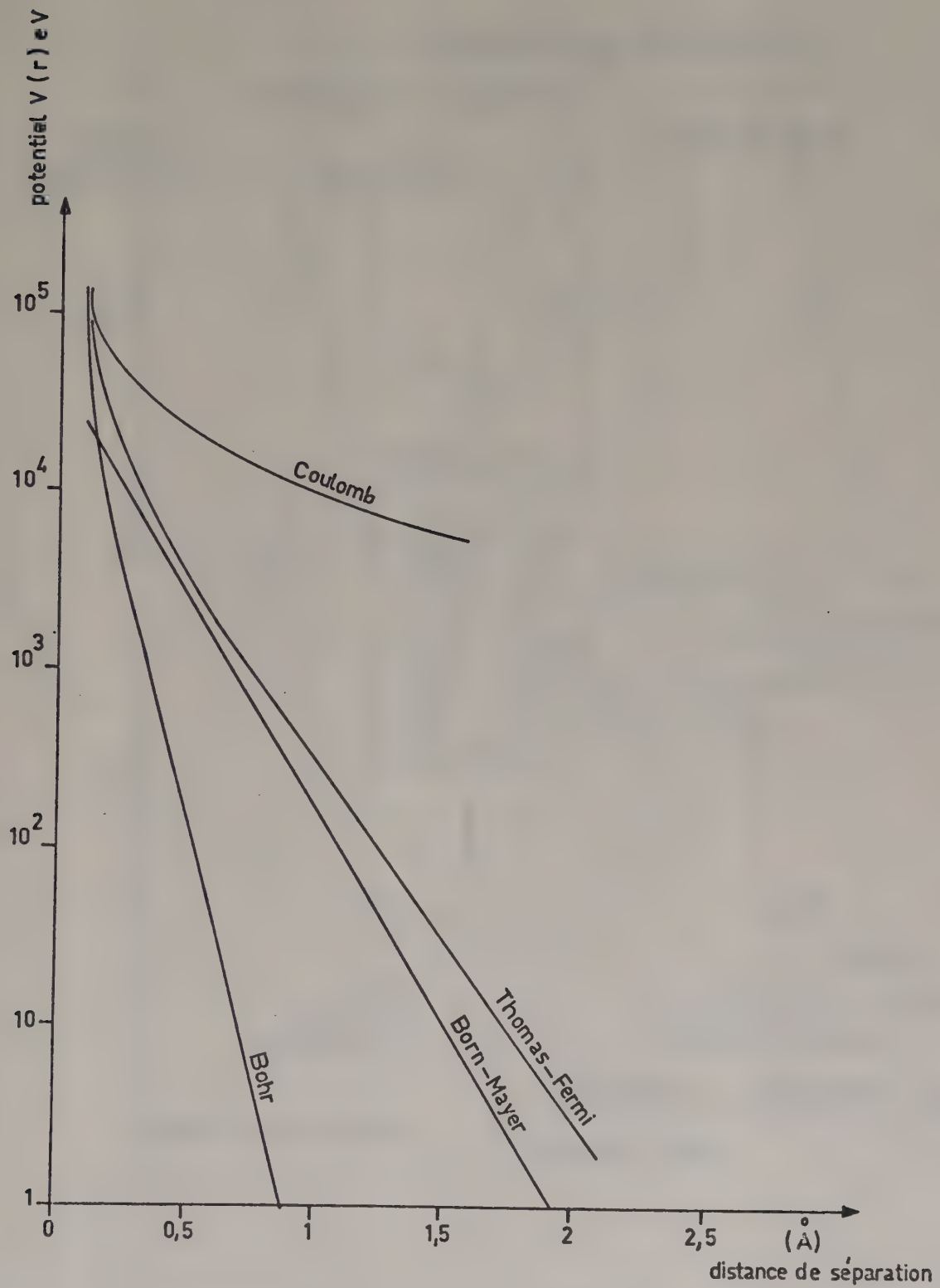


fig.16



(Interaction entre deux atomes de cuivre)

Fig: 17

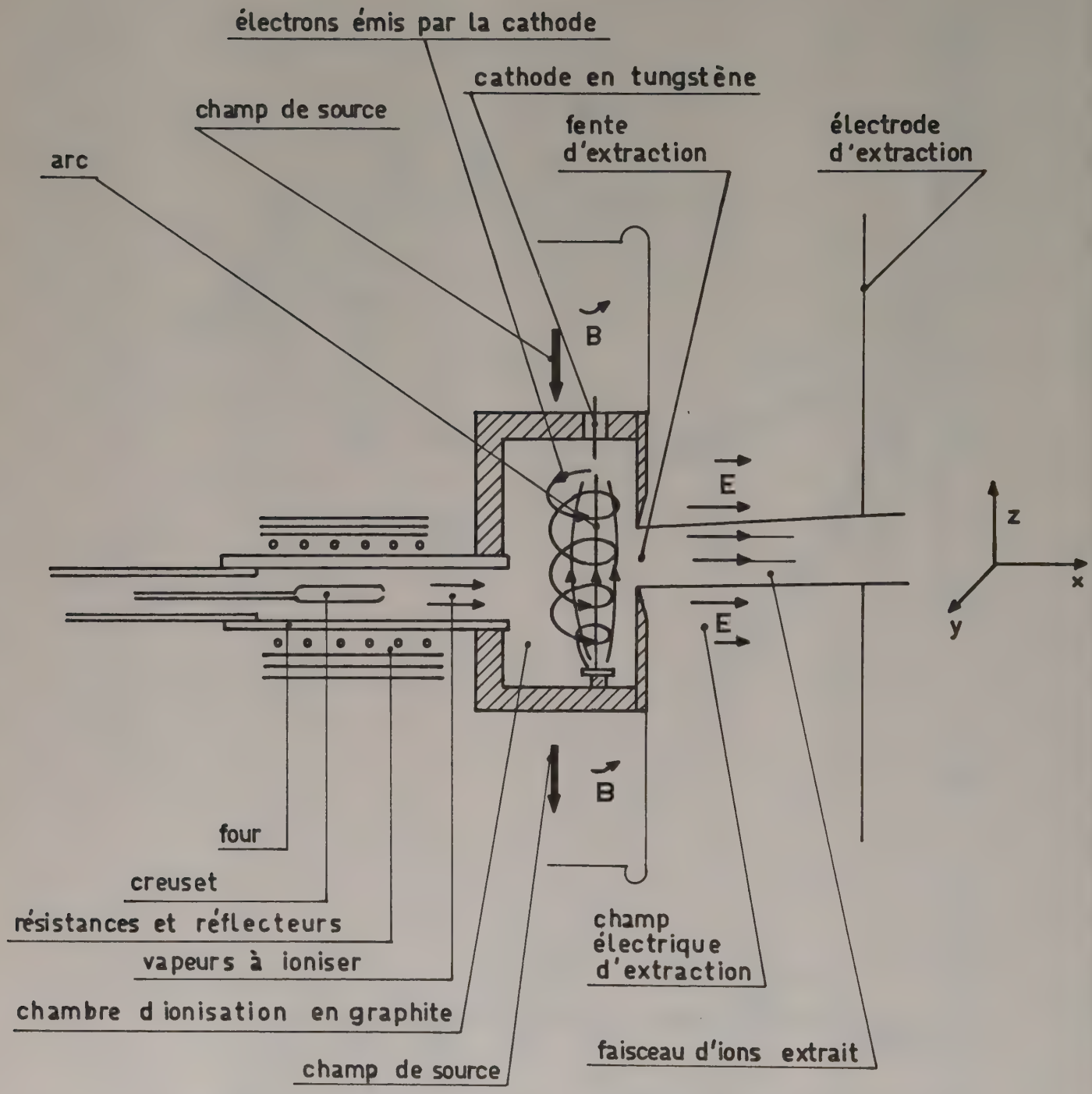

électrons émis par la cathode
cathode en tungstène
champ de source
fente d'extraction
électrode d'extraction
arc
B
E
z
x
y
four
creuset
résistances et réflecteurs
vapeurs à ioniser
chambre d ionisation en graphite
champ de source
champ électrique d'extraction
faisceau d'ions extrait

Fig: 18

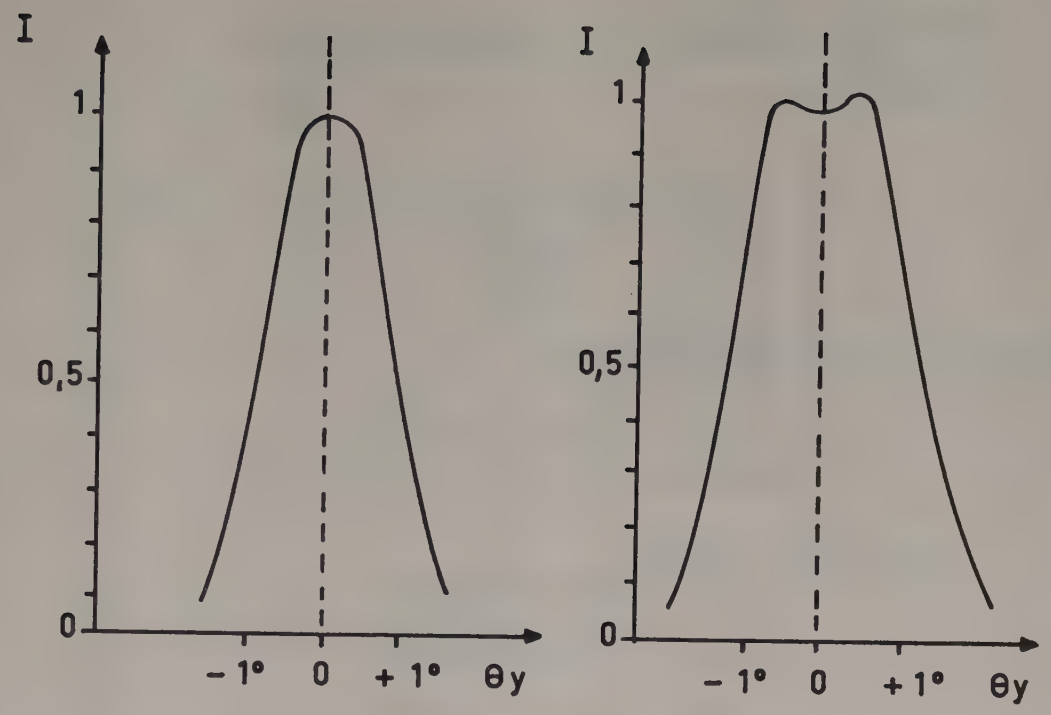


Fig: 19a

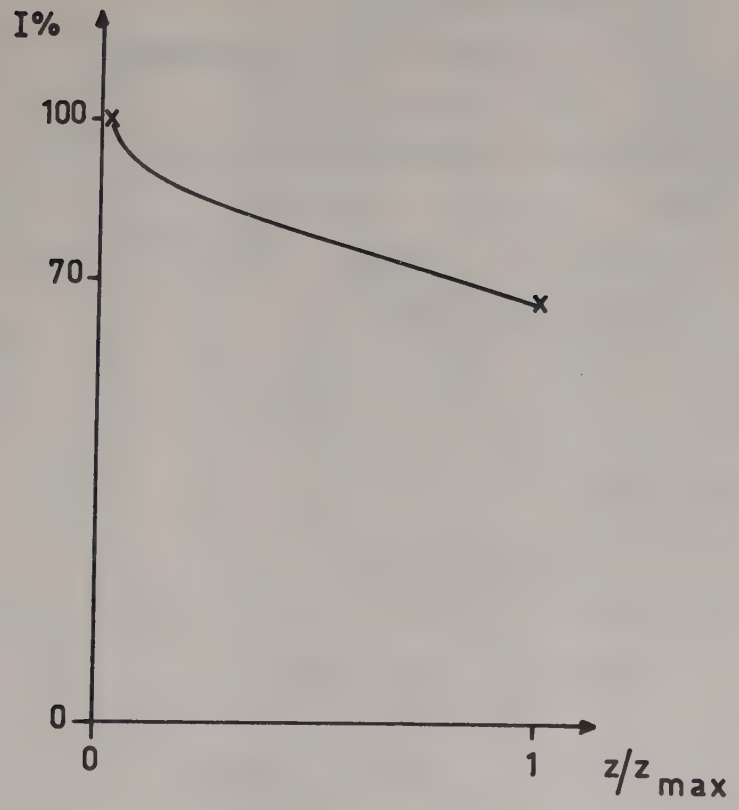


Fig: 19b

Balayage de la cible par le faisceau d'ions

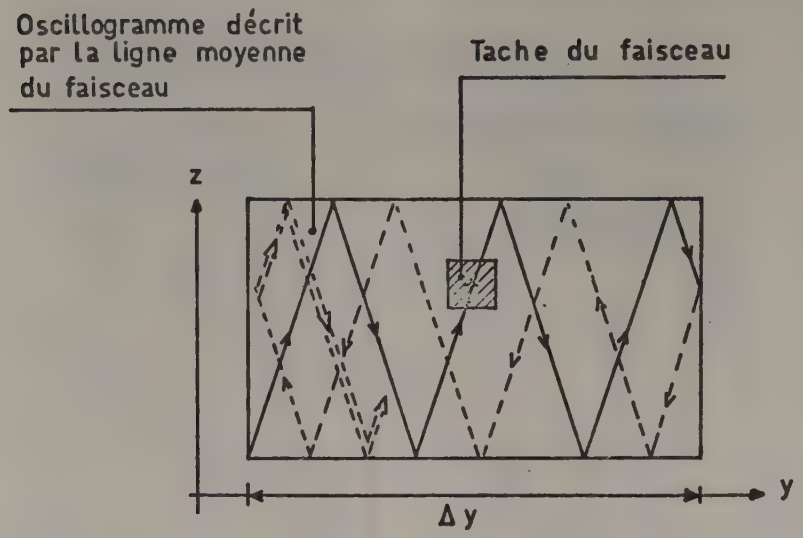


Fig: 20

Balayage homogène d'un rectangle H·L à partir d'un faisceau inhomogène de largeur Y et de hauteur Z.
La ligne moyenne du faisceau doit balayer la surface (H+Z).(L+Y)

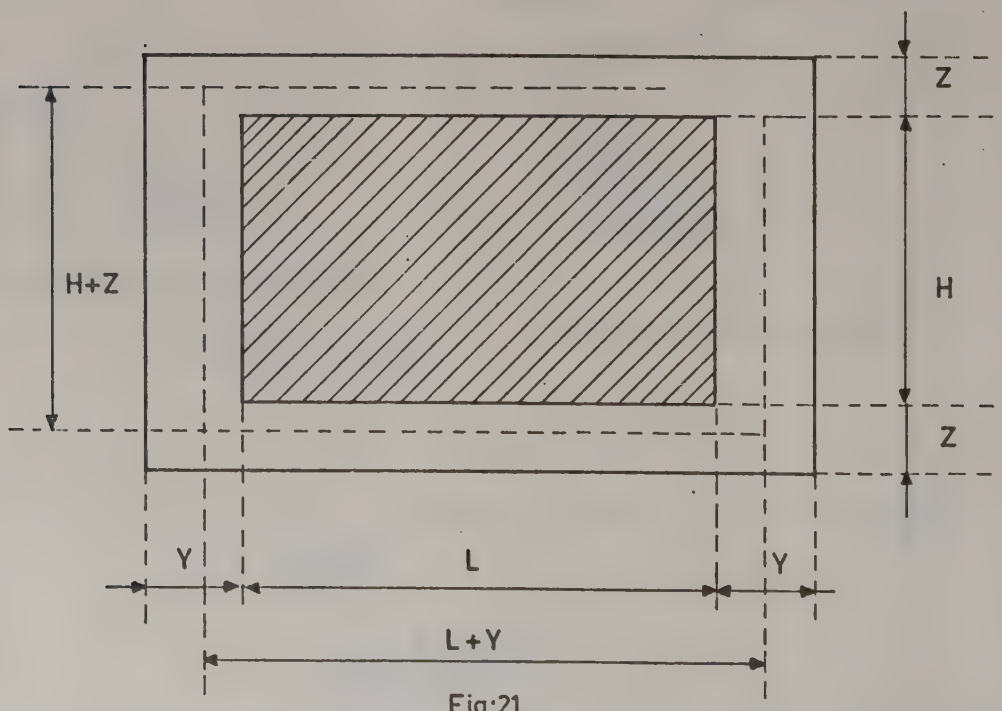


Fig:21

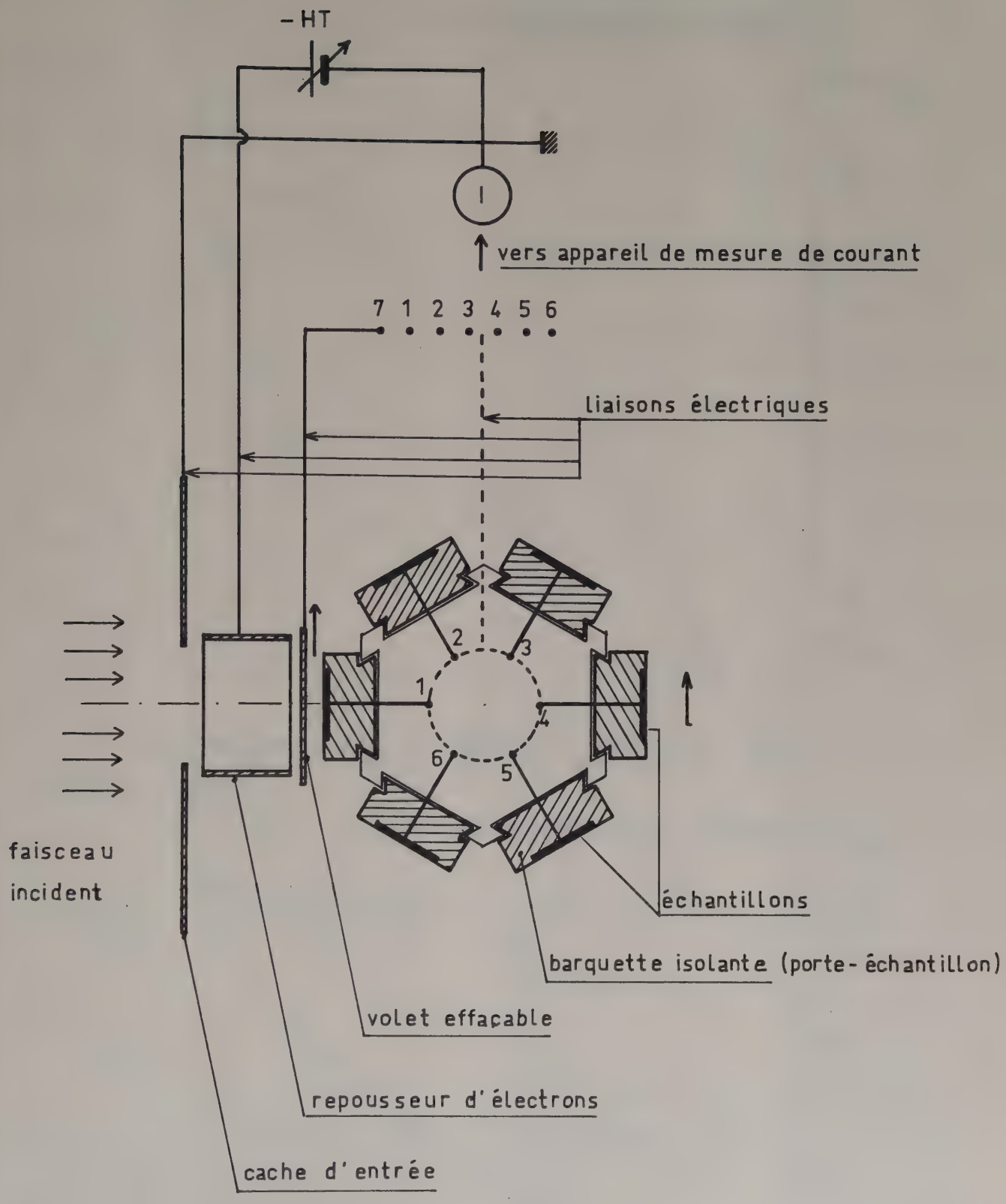


fig. 22 système à barillet

Diode réalisée par implantation d'ions lithium

fig.23 : caractéristique directe

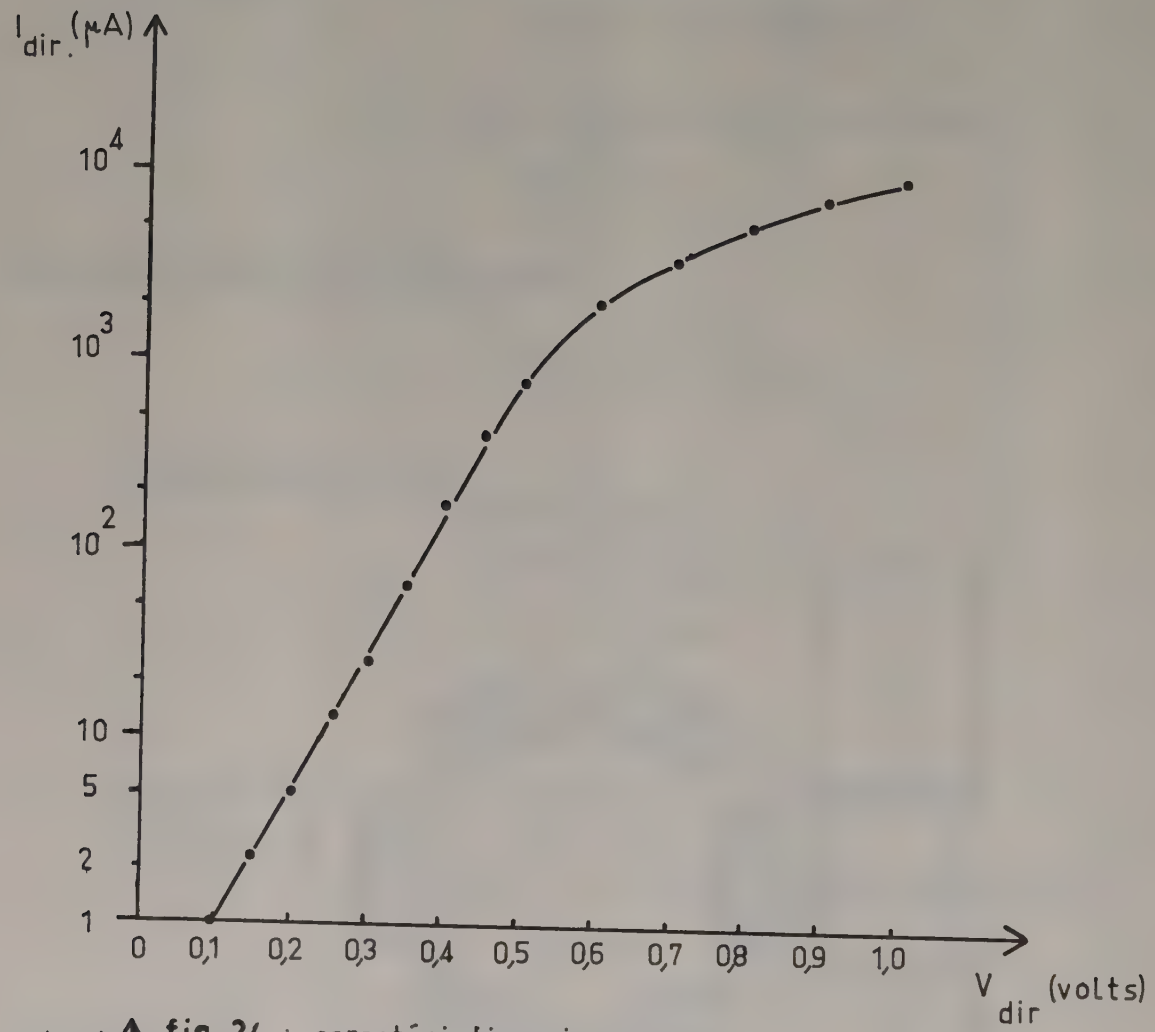
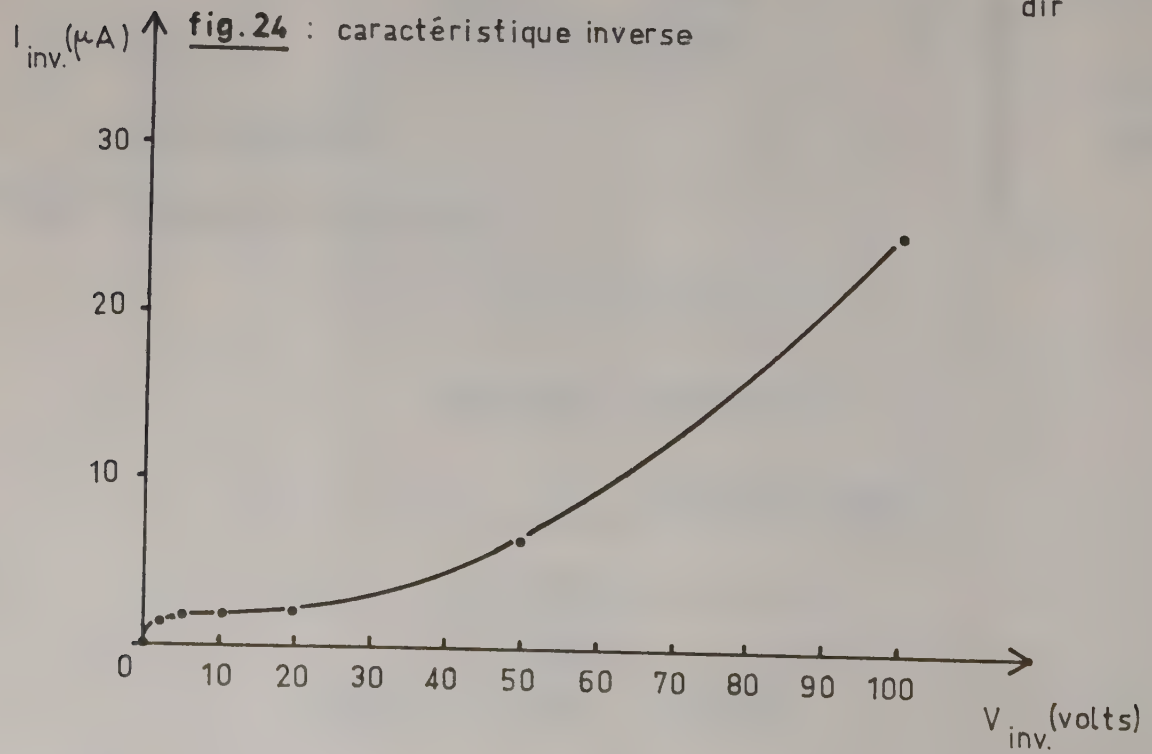


fig.24 : caractéristique inverse



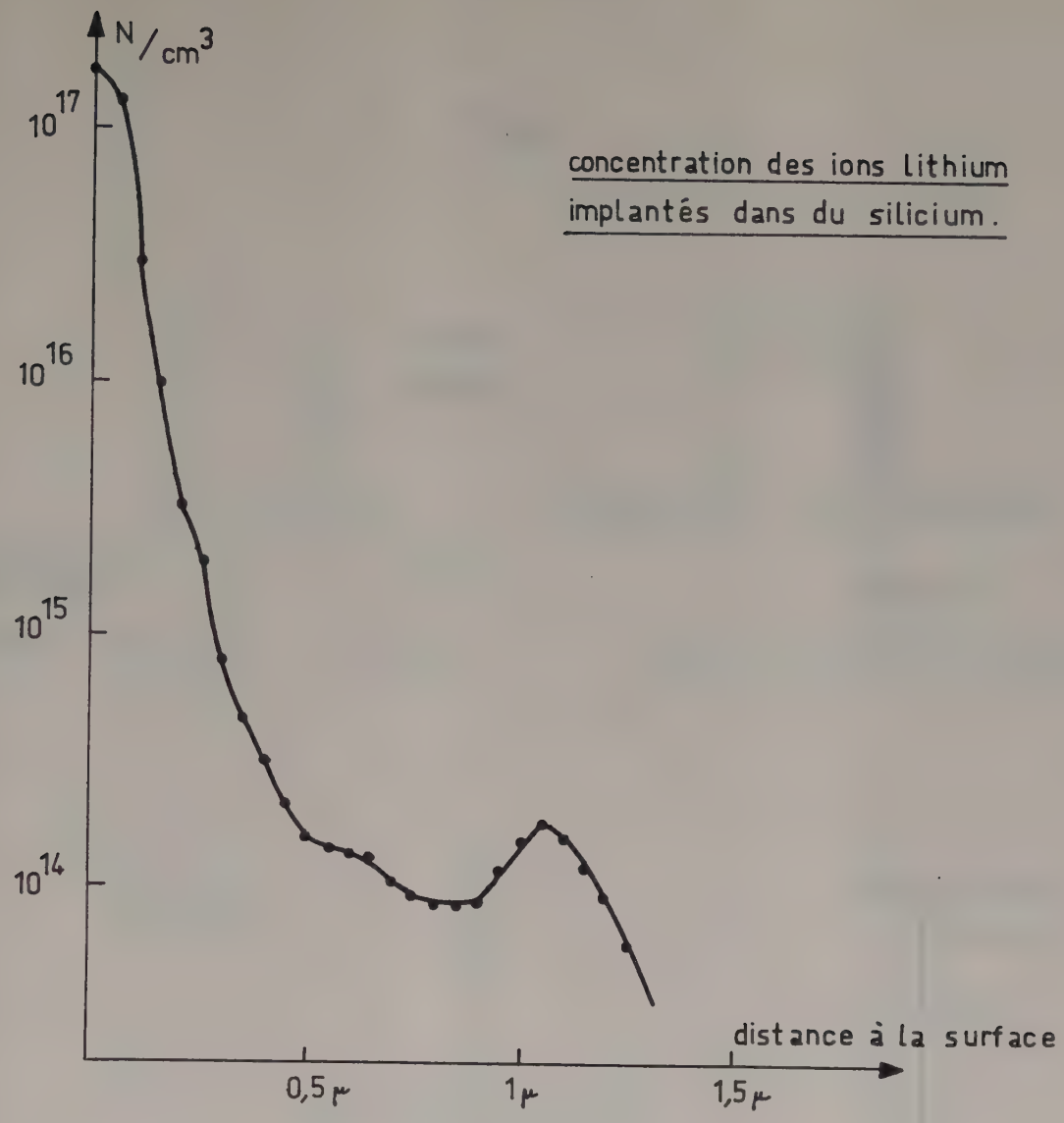

N / cm3
10^17
10^16
10^15
10^14
concentration des ions lithium
implantés dans du silicium.
distance à la surface
0,5 µ
1 µ
1,5 µ

fig. 25

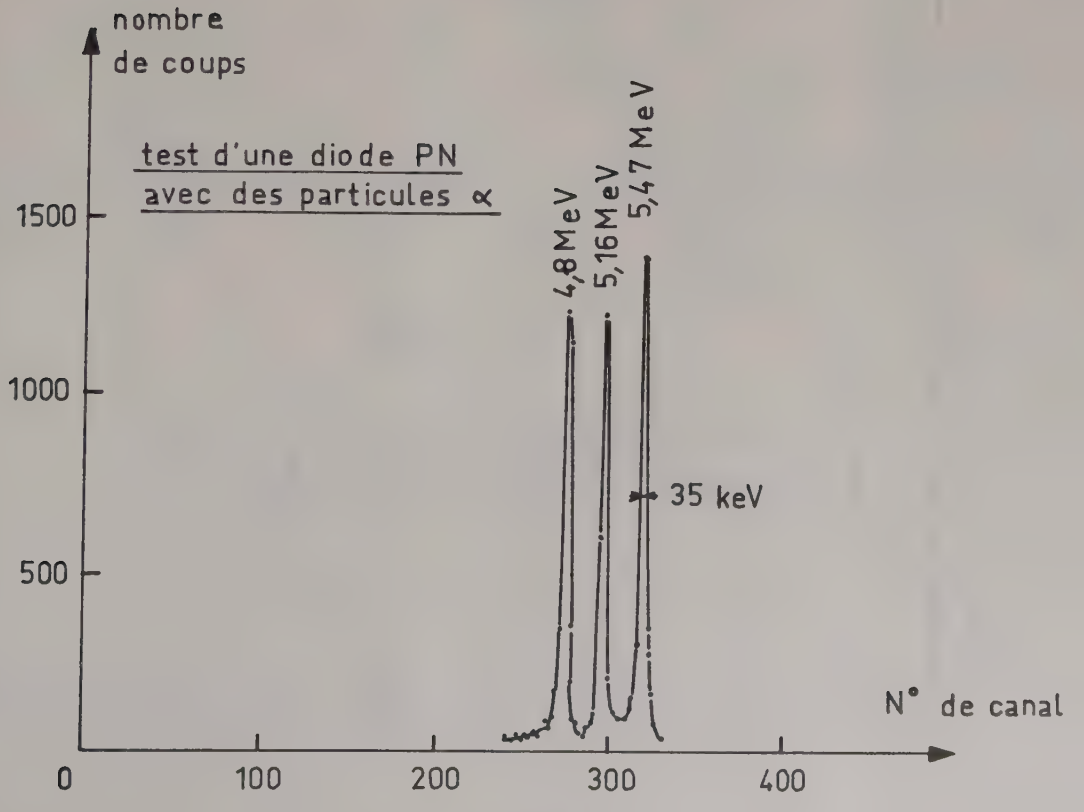
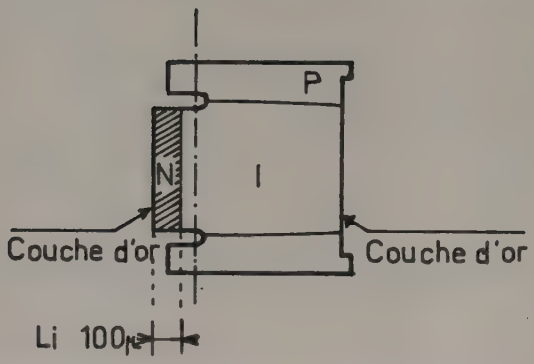
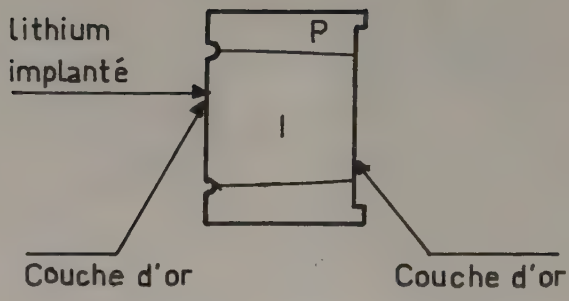

nombre
de coups
test d'une diode PN
avec des particules α
1500
1000
500
4,8 MeV
5,16 MeV
5,47 MeV
35 keV
N° de canal
0
100
200
300
400

fig. 26

fig. 27

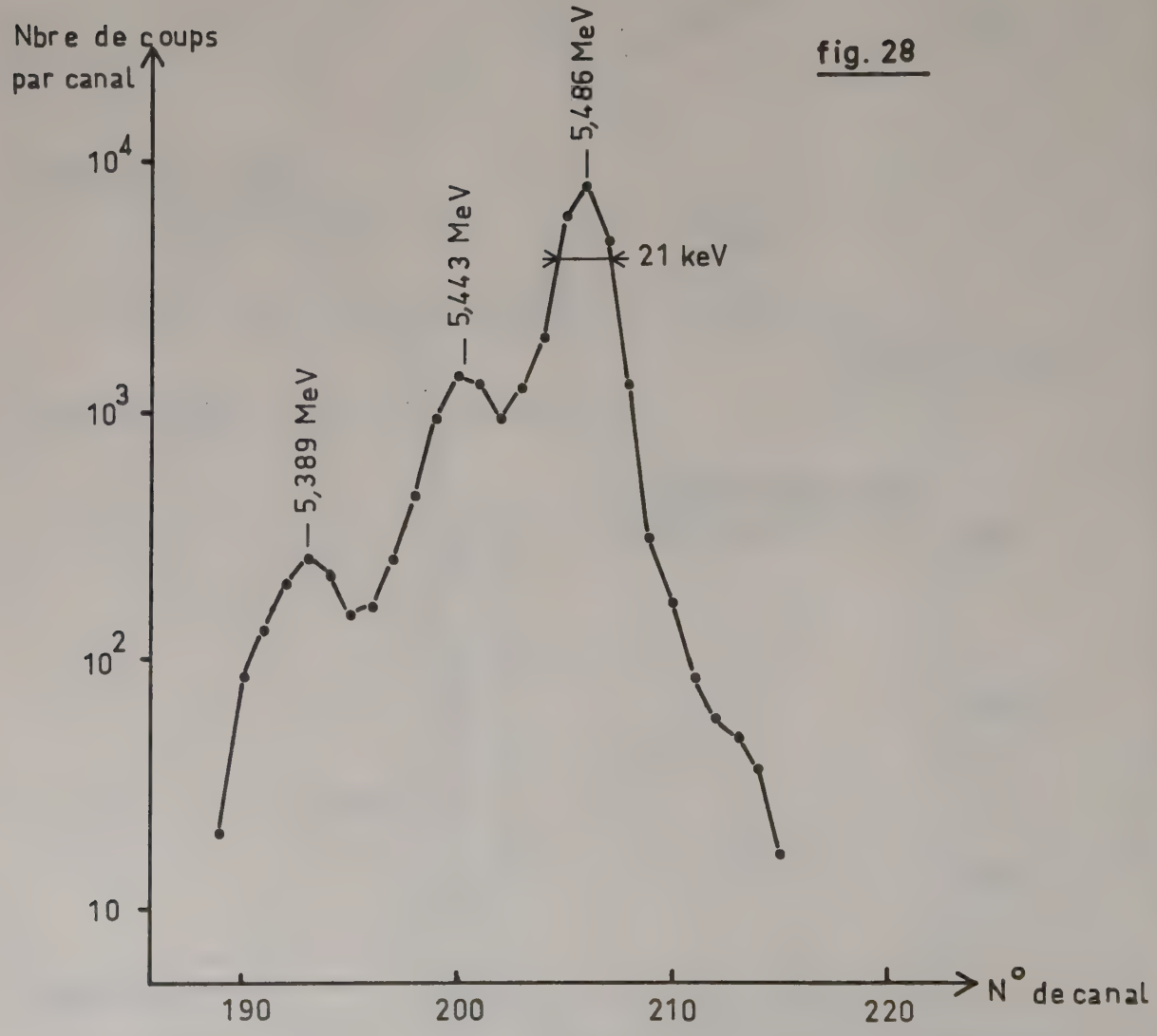


Détecteur NIP obtenu par diffusion thermique



Détecteur NIP obtenu par implantation

fig. 28



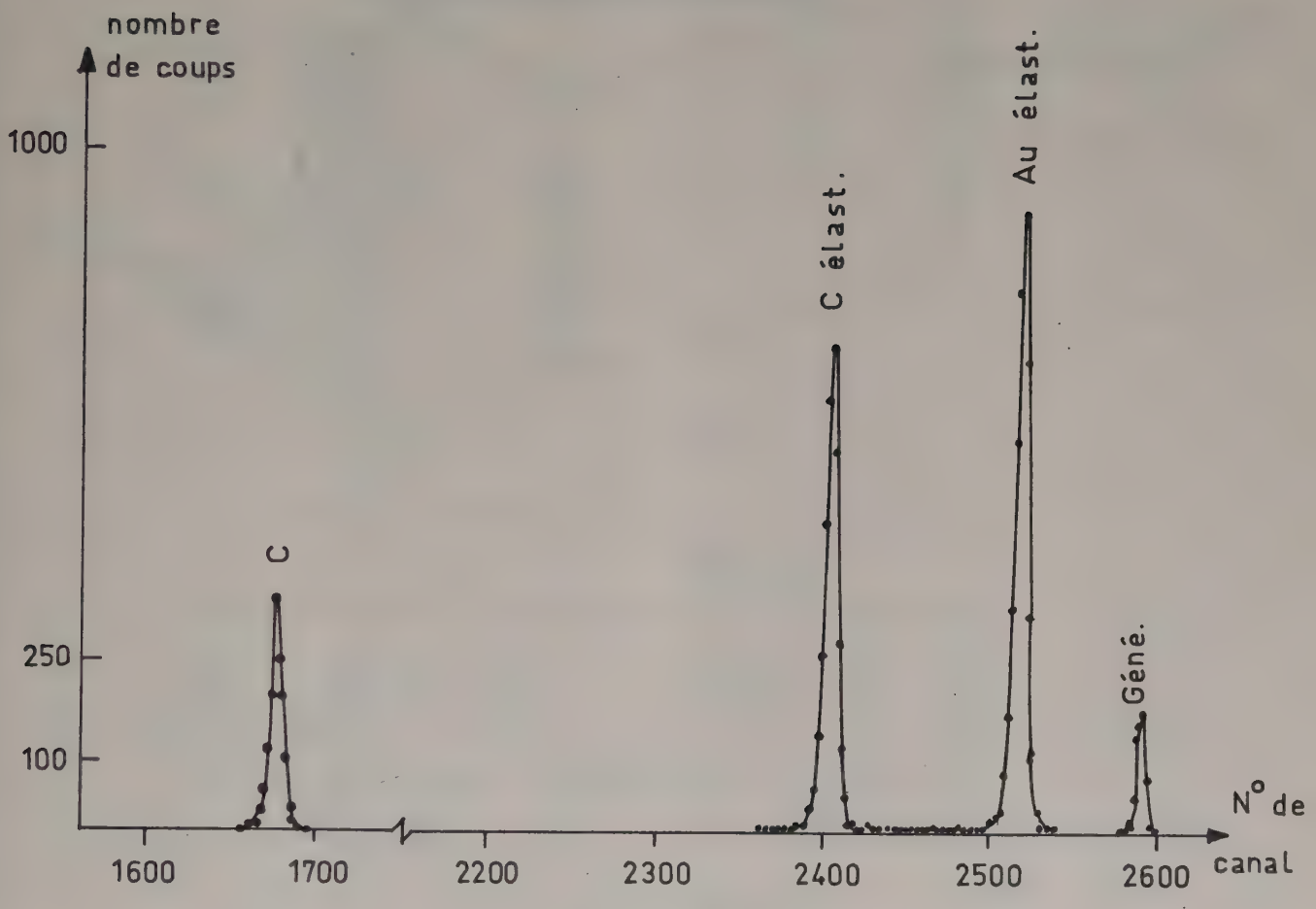


fig. 29

Détecteur NIP de 2,5 mm d'épaisseur
particules entrant à travers l'implantation
de lithium ;

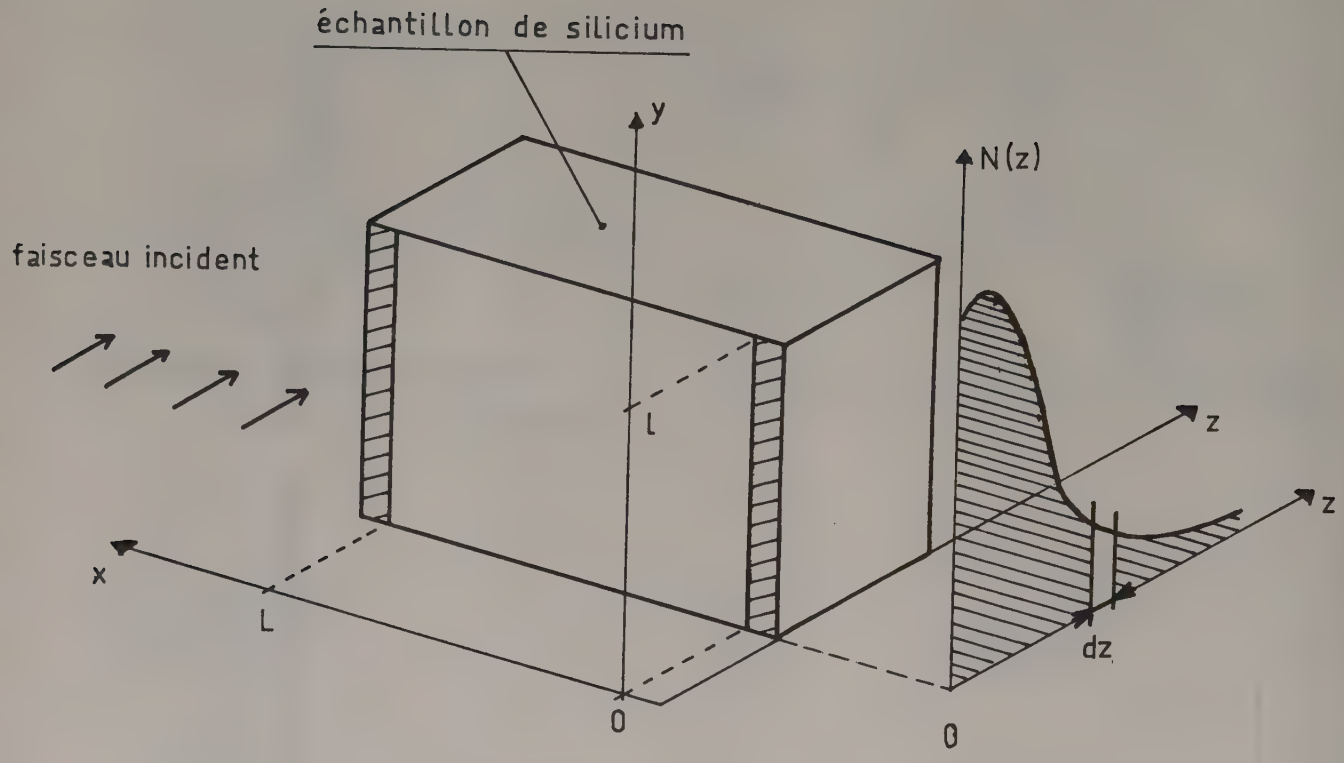
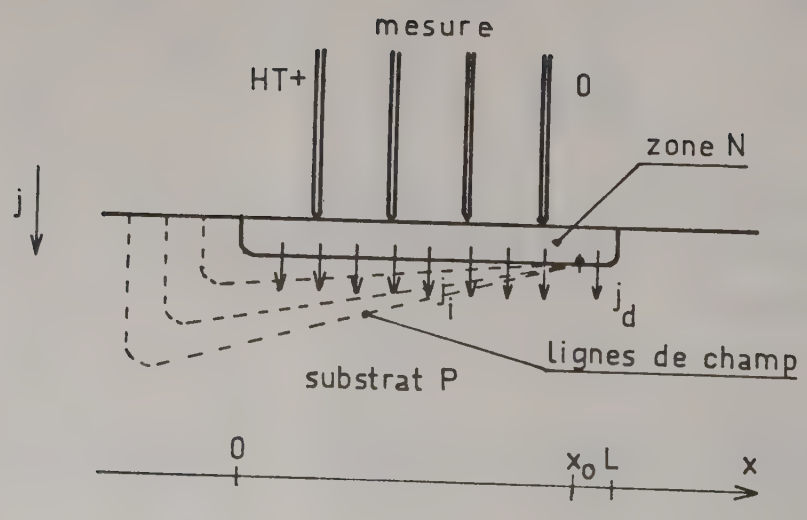

échantillon de silicium
y
N(z)
faisceau incident
l
z
z
x
L
dz
0
0

fig. 30

fig. 31


mesure
HT+
0
zone N
j
j_i
j_d
lignes de champ
substrat P
0
x_0 L
x

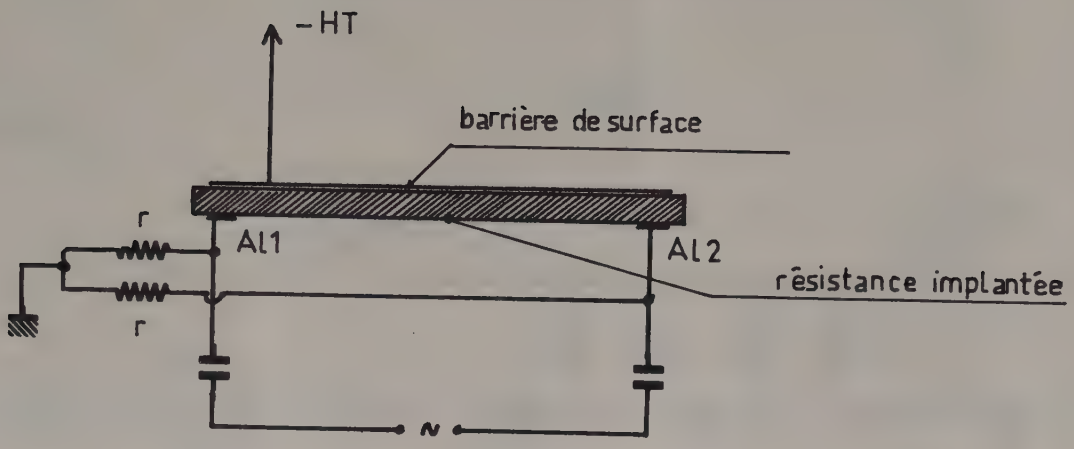


fig. 32 a

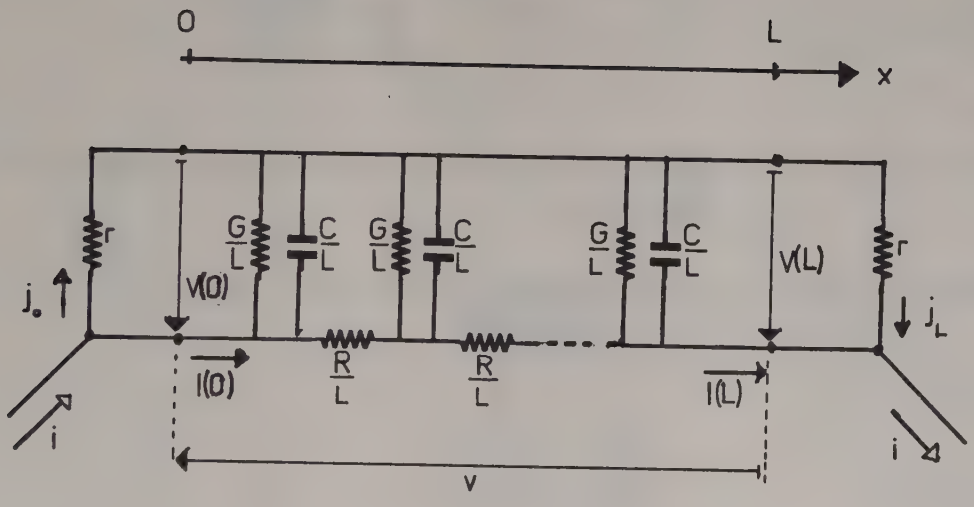
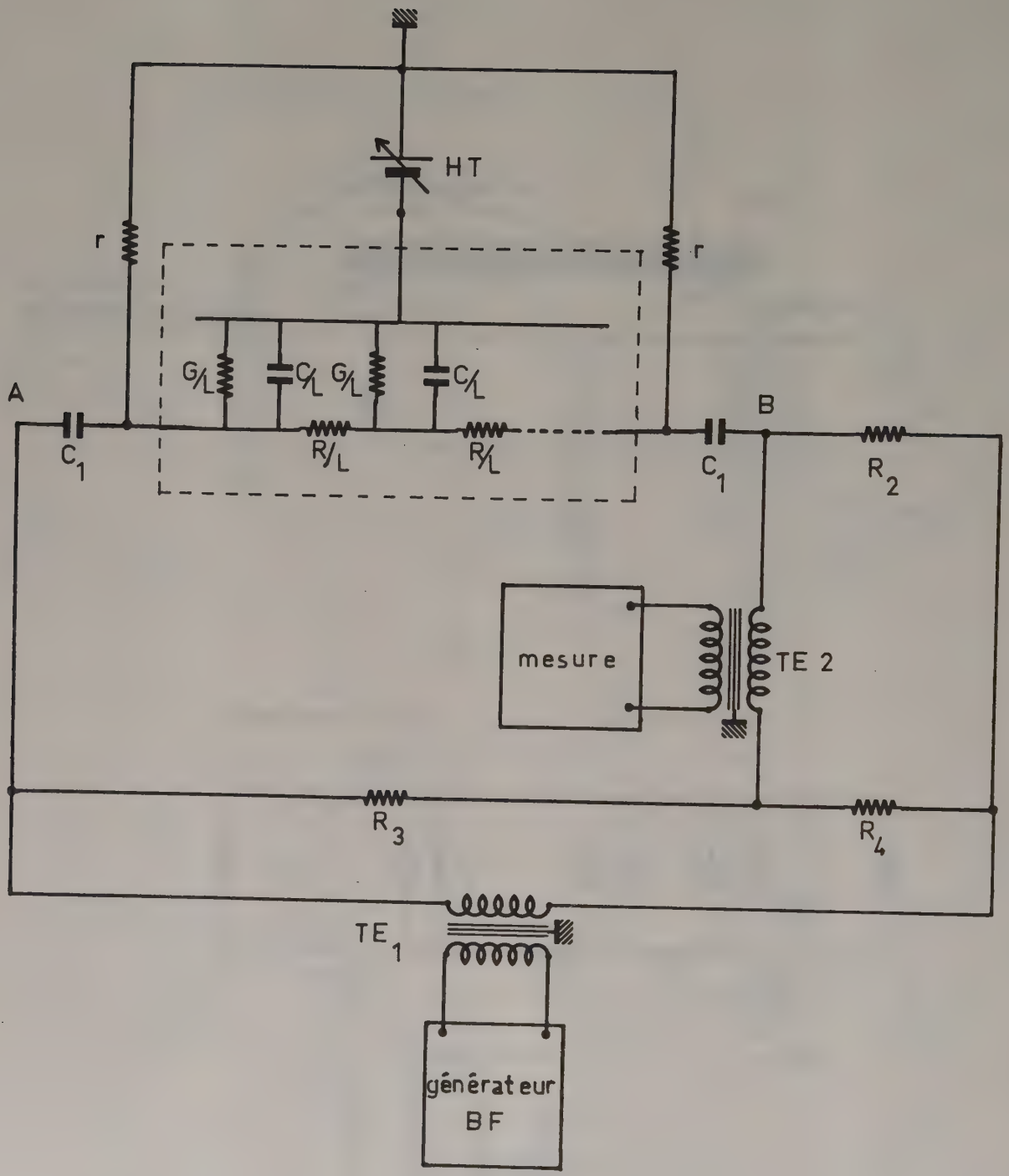


fig. 32 b



$C_1 = 6\,\mu F$; $r = 2\,M\Omega$; $f_o = 300$ Hz.

TE1, TE 2 transformateurs à écran.

HT : 0 à 300 V réglable.

fig. 33

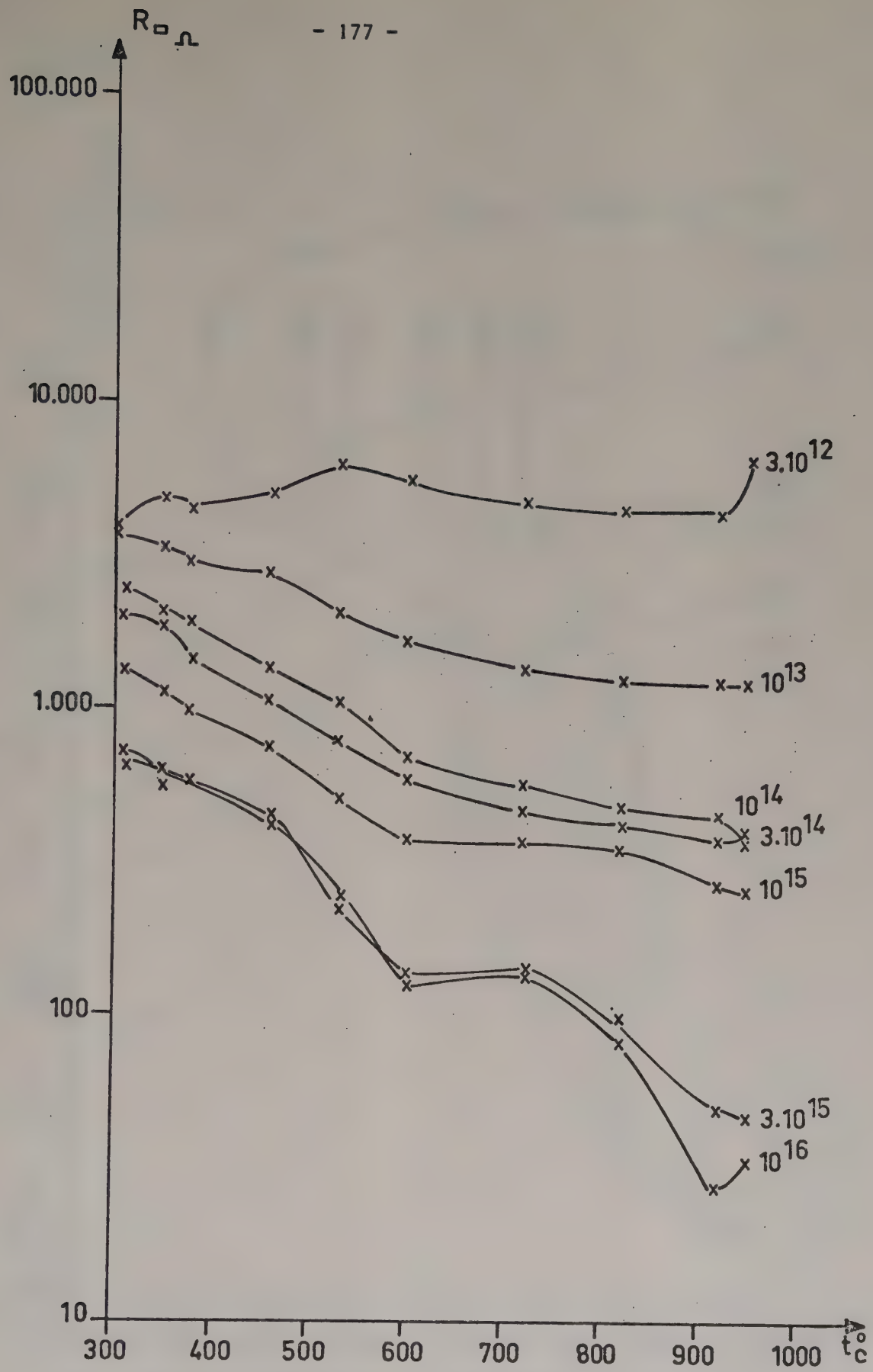


fig. 34

Phosphore implanté à 15 kev

Variations de la résistance de surface avec la dose et la température de recuit

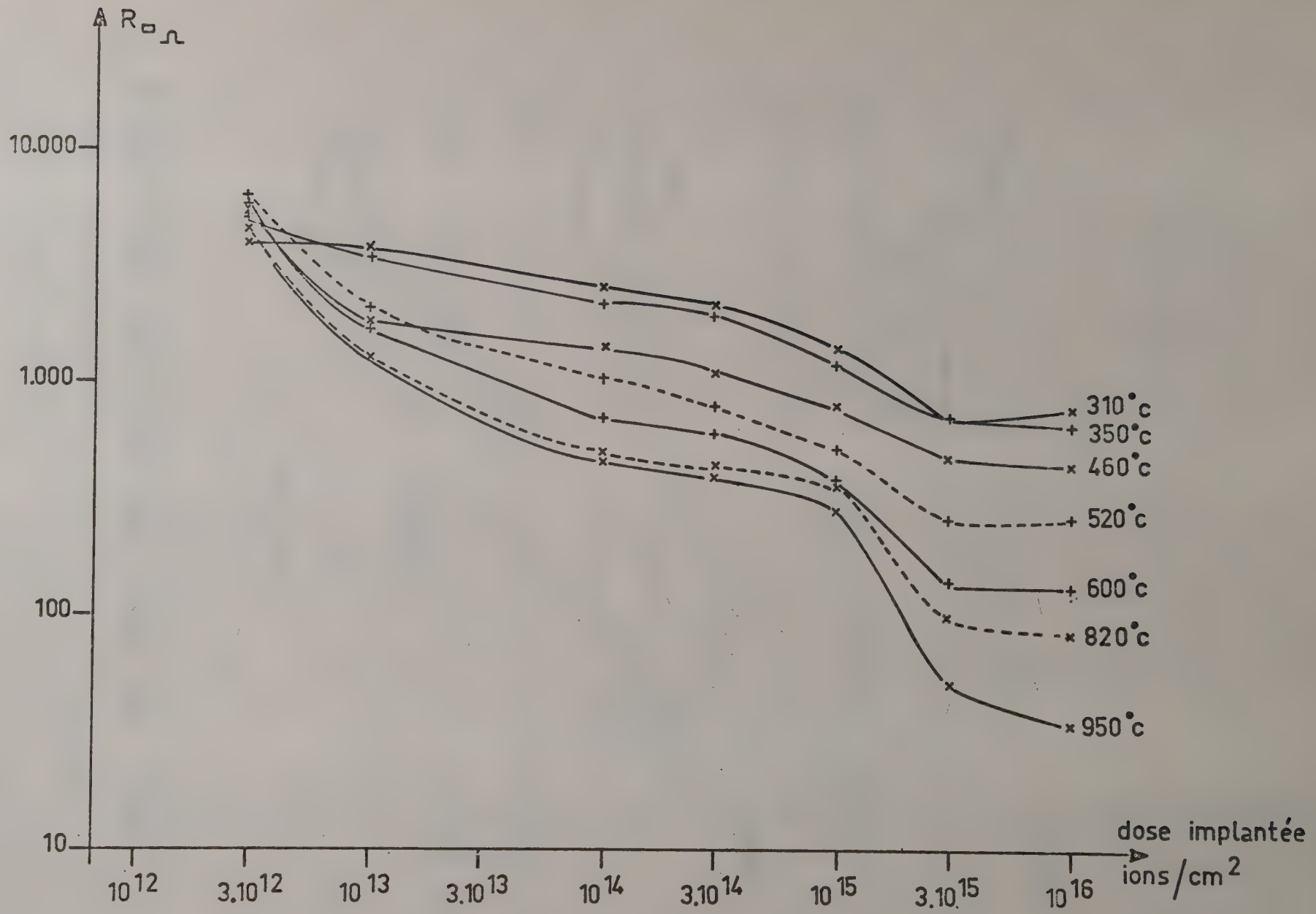


Fig.35

Phosphore implanté à 15 keV : Variations de la résistance avec la dose implantée (paramètre = température de recuit)

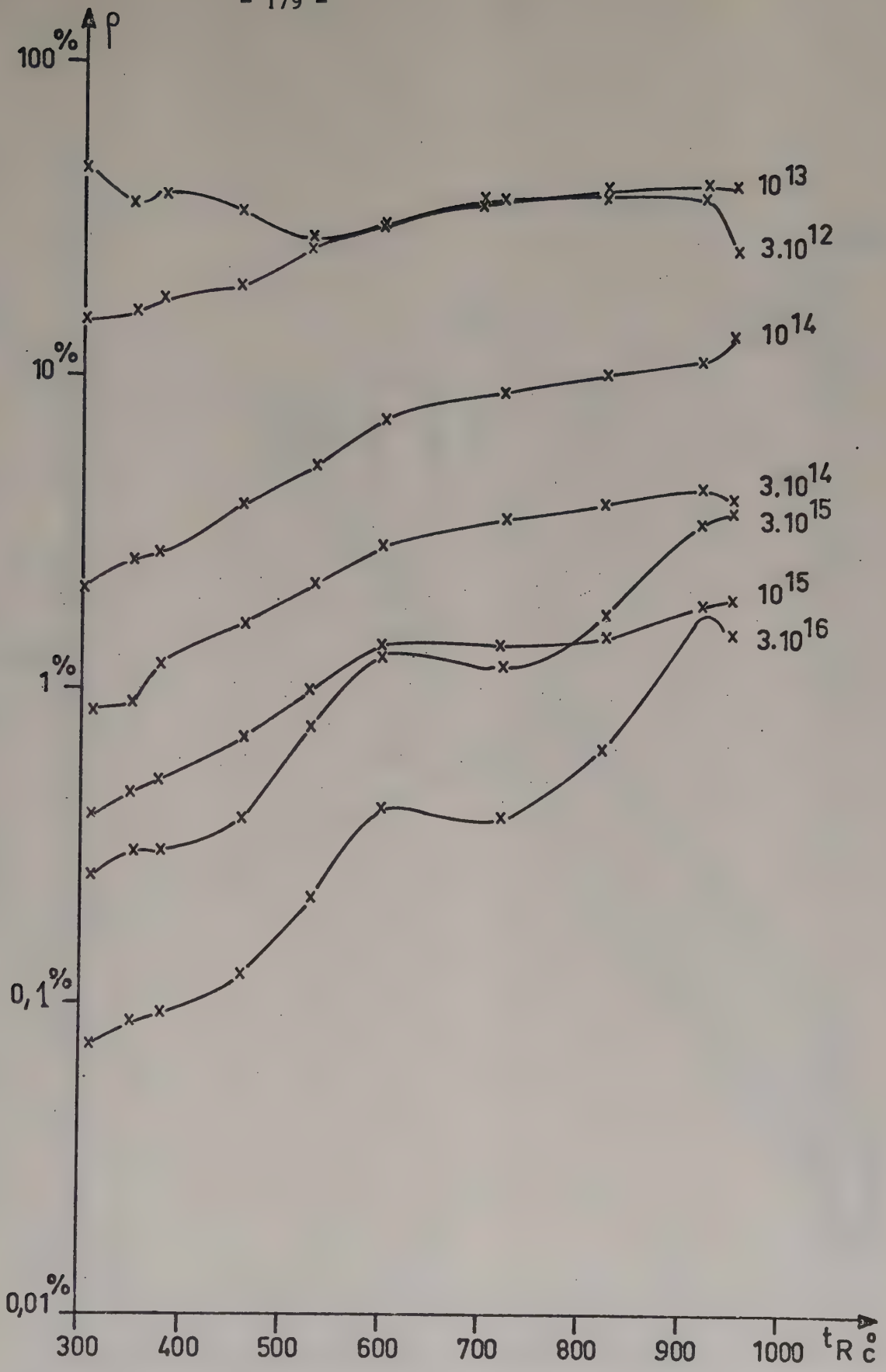


fig. 36

Phosphore implanté à 15 kev

Rendement d'implantation en fonction de la dose implantée et du recuit

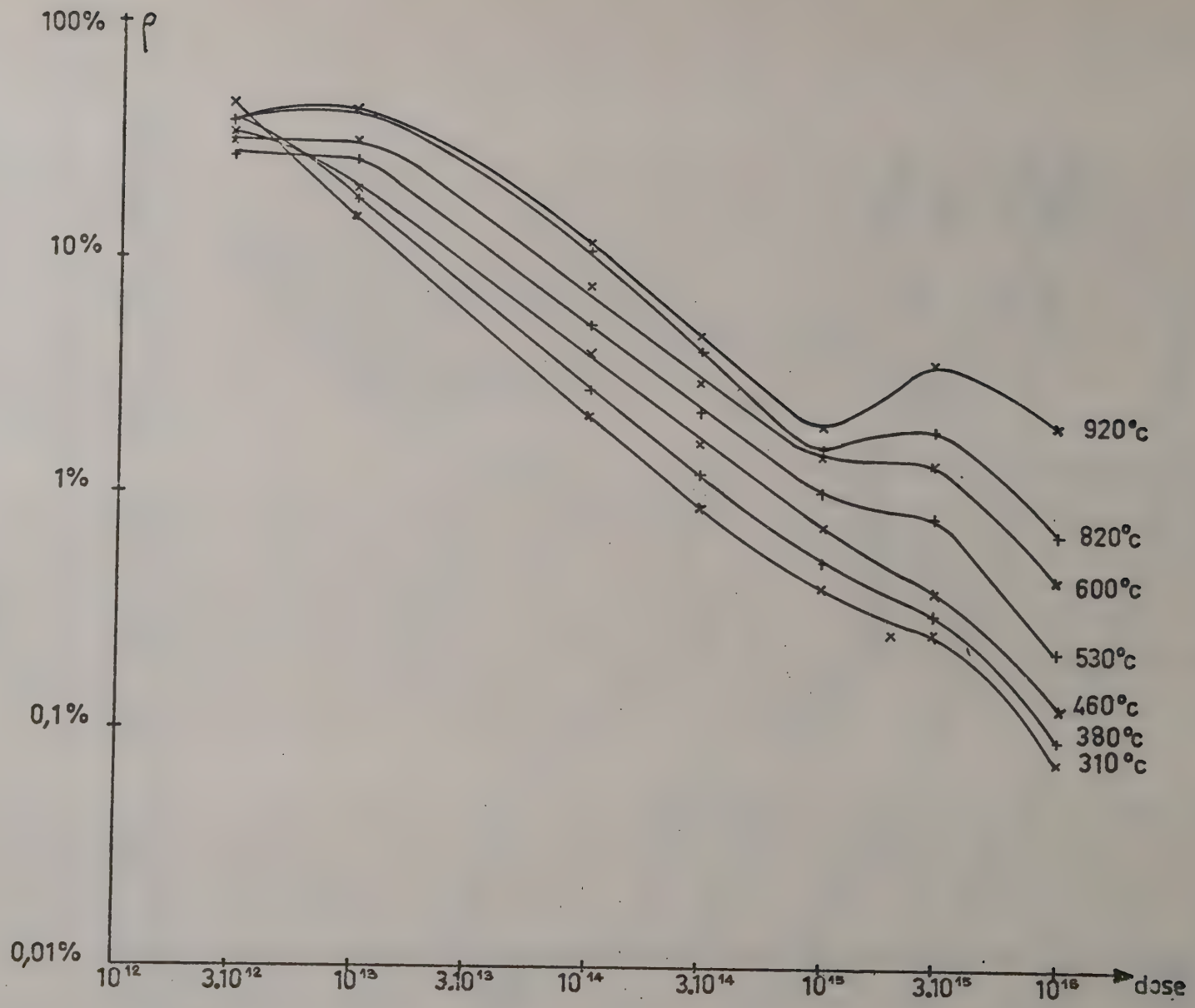


Fig.37

PHOSPHORE A 15 keV : Rendement d'implantation en fonction de la dose implantée (paramètre = température de recuit)

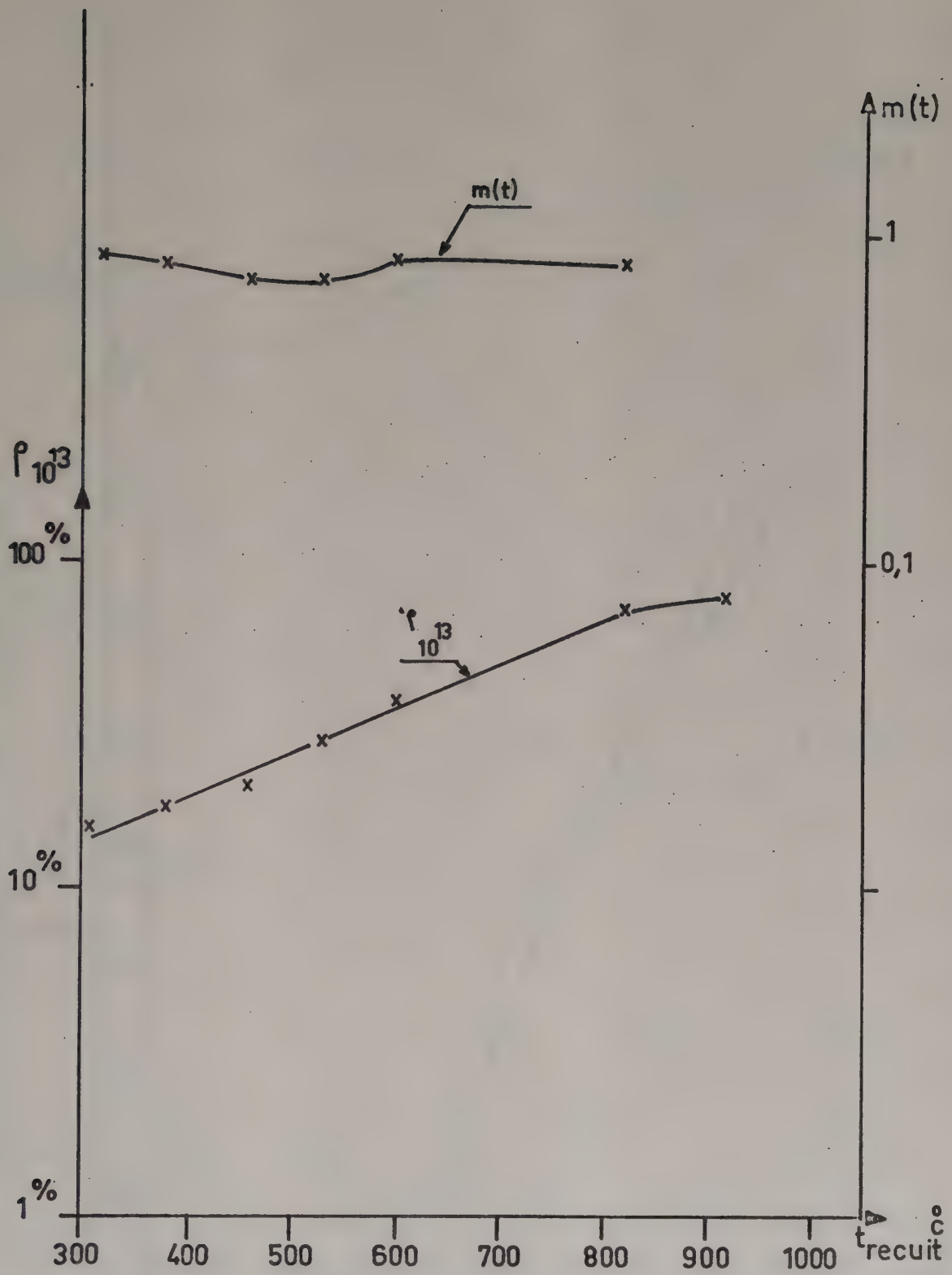


fig. 38

Phosphore implanté à 15 kev

Variations de $\rho 10^{13}$ et de m avec la température

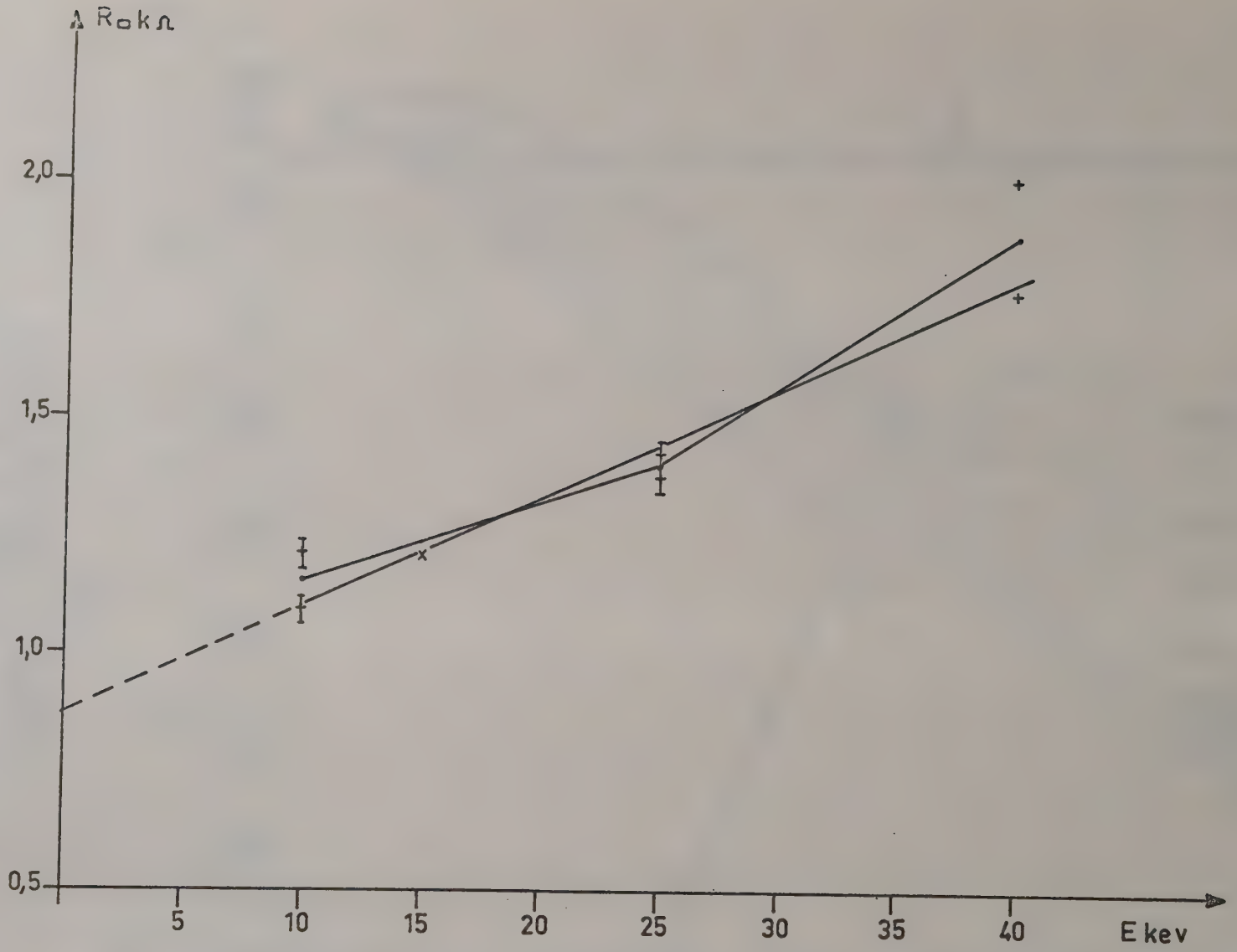


fig. 39

Variations de la résistance avec l'énergie d'implantation
Phosphore: 2.10^{14} ions/cm^2

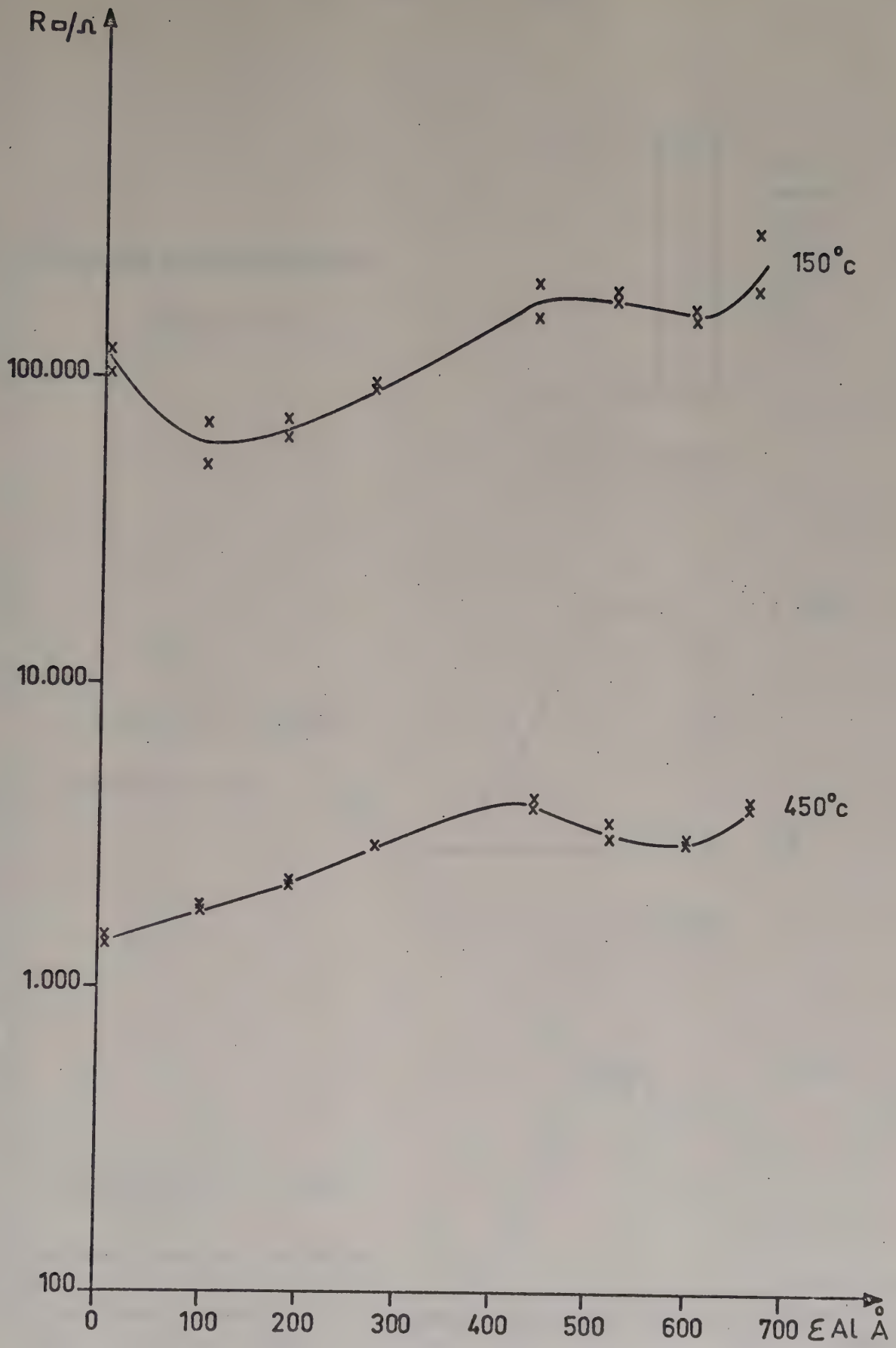
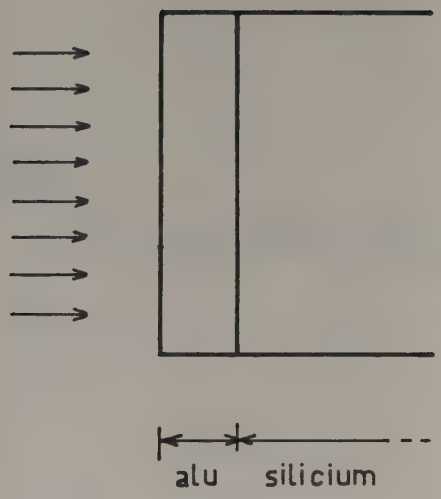


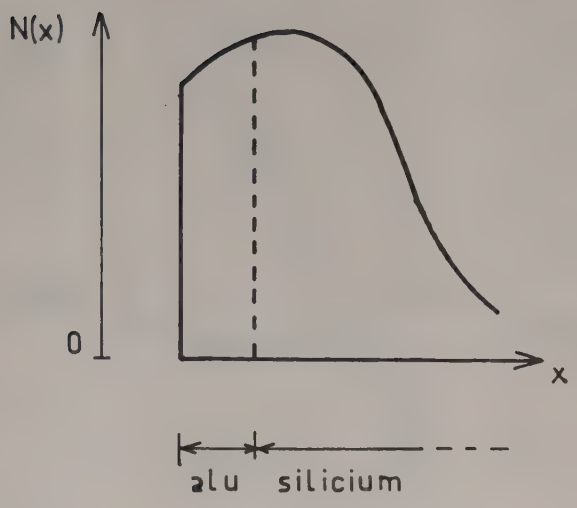
fig. 40

Phosphore implanté à 25 kev

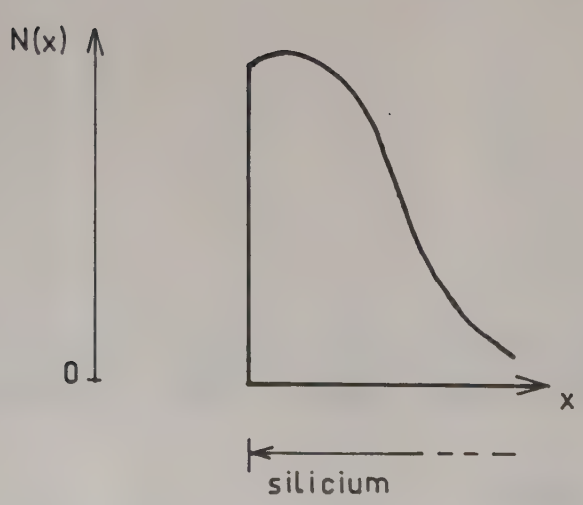
Variations de la résistance R□ avec l'épaisseur de l'aluminium pour différents recuits



implantation avec protection par de l'aluminium



répartition des ions avant qu'on enlève l'aluminium



répartition des ions après qu'on ait enlevé l'aluminium

fig. 41

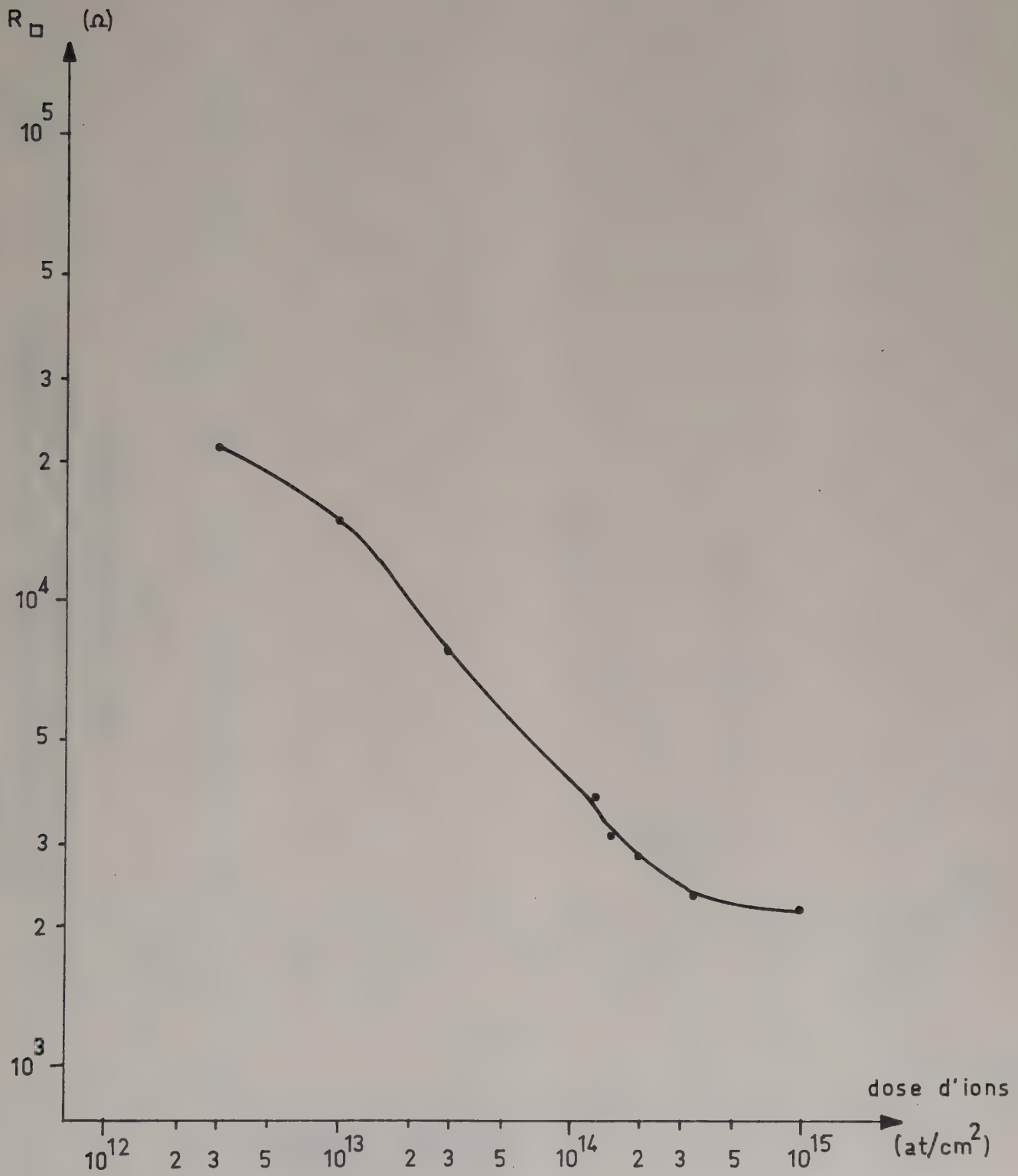

R□ (Ω)
10^5
5
3
2
10^4
5
3
2
10^3
dose d'ions
(at/cm^2)
10^12 2 3 5 10^13 2 3 5 10^14 2 3 5 10^15

fig. 42

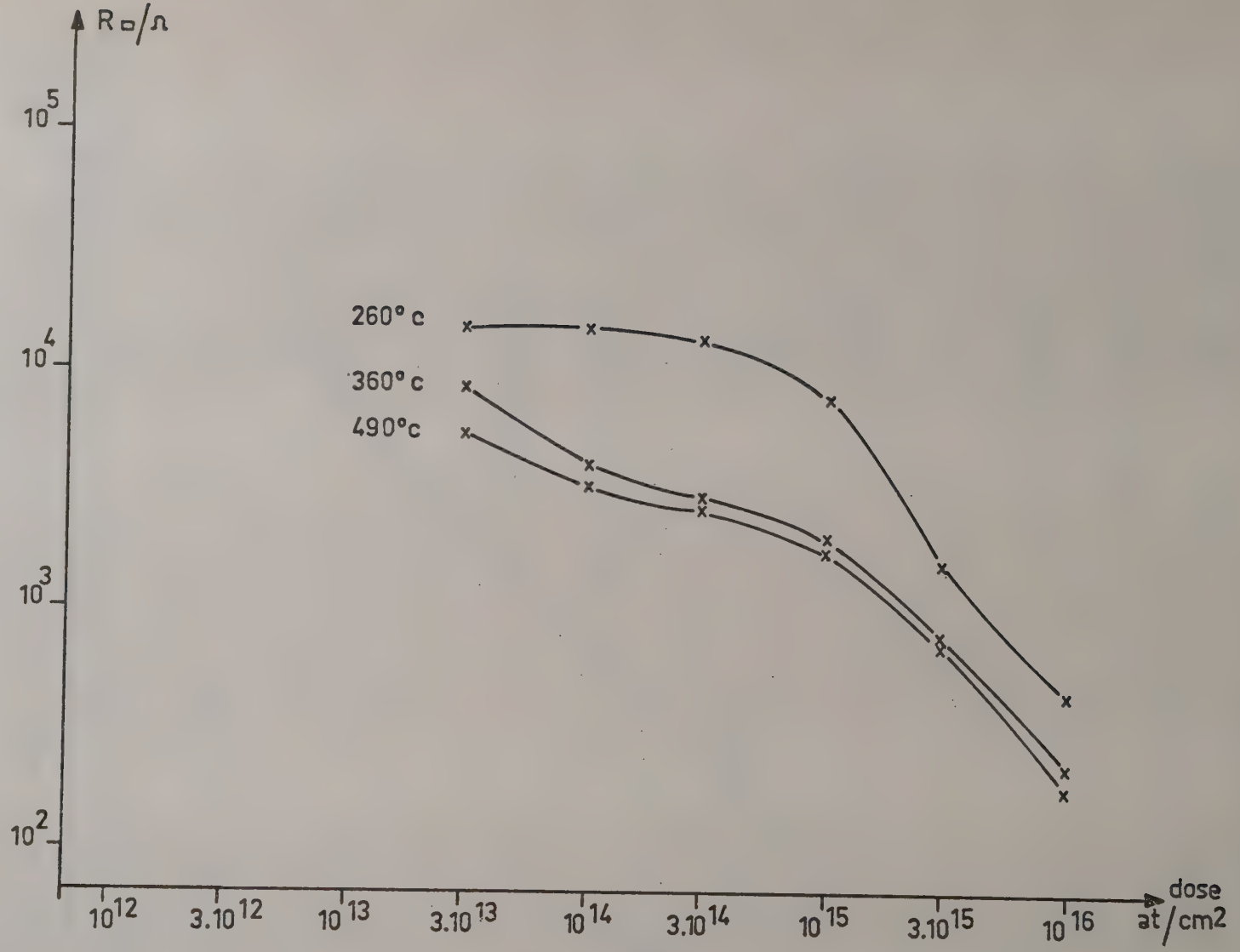


fig. 43

Bore implanté à 15 kev

Variations de la résistance en fonction de la dose implantée et de la température de recuit

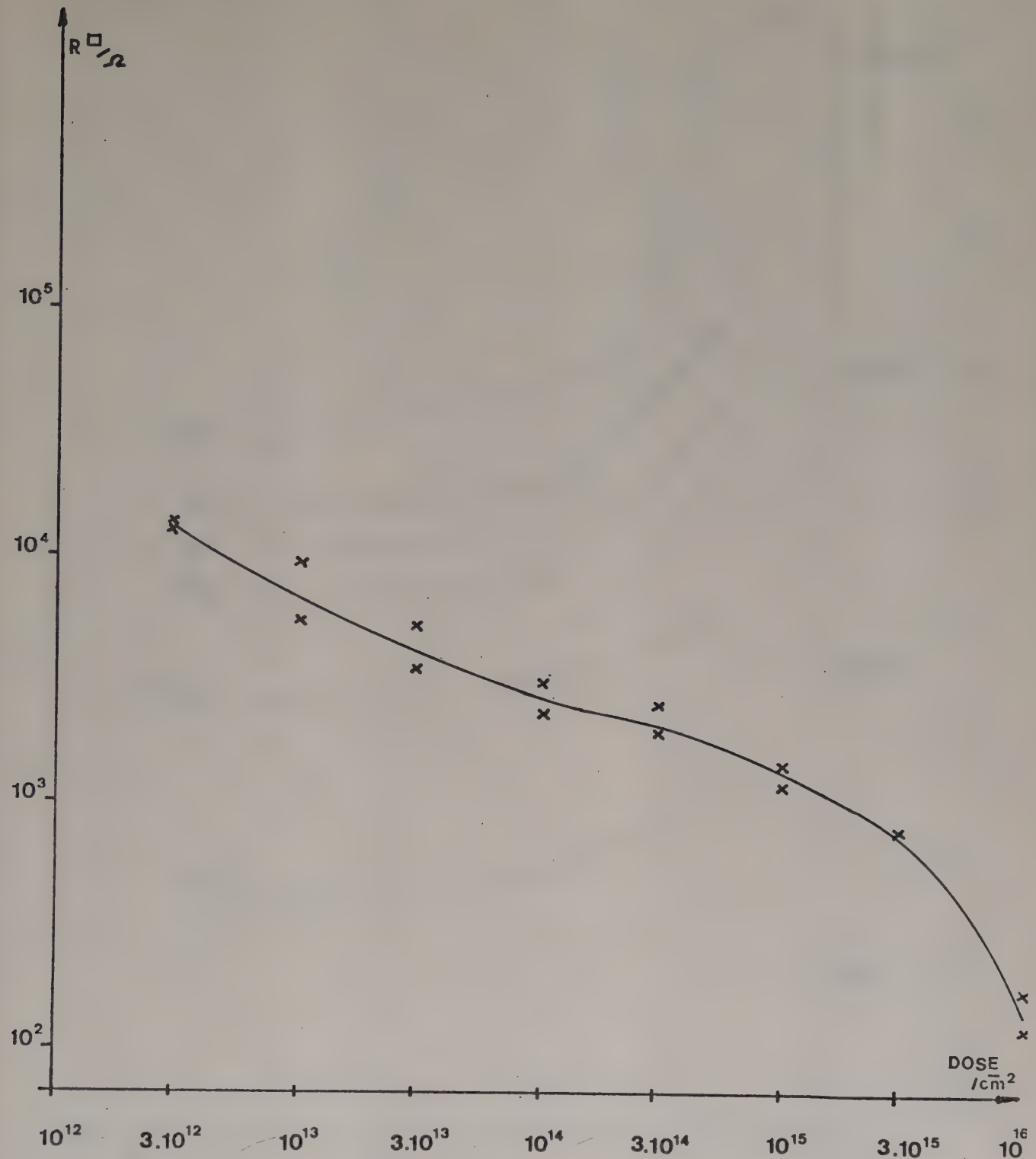
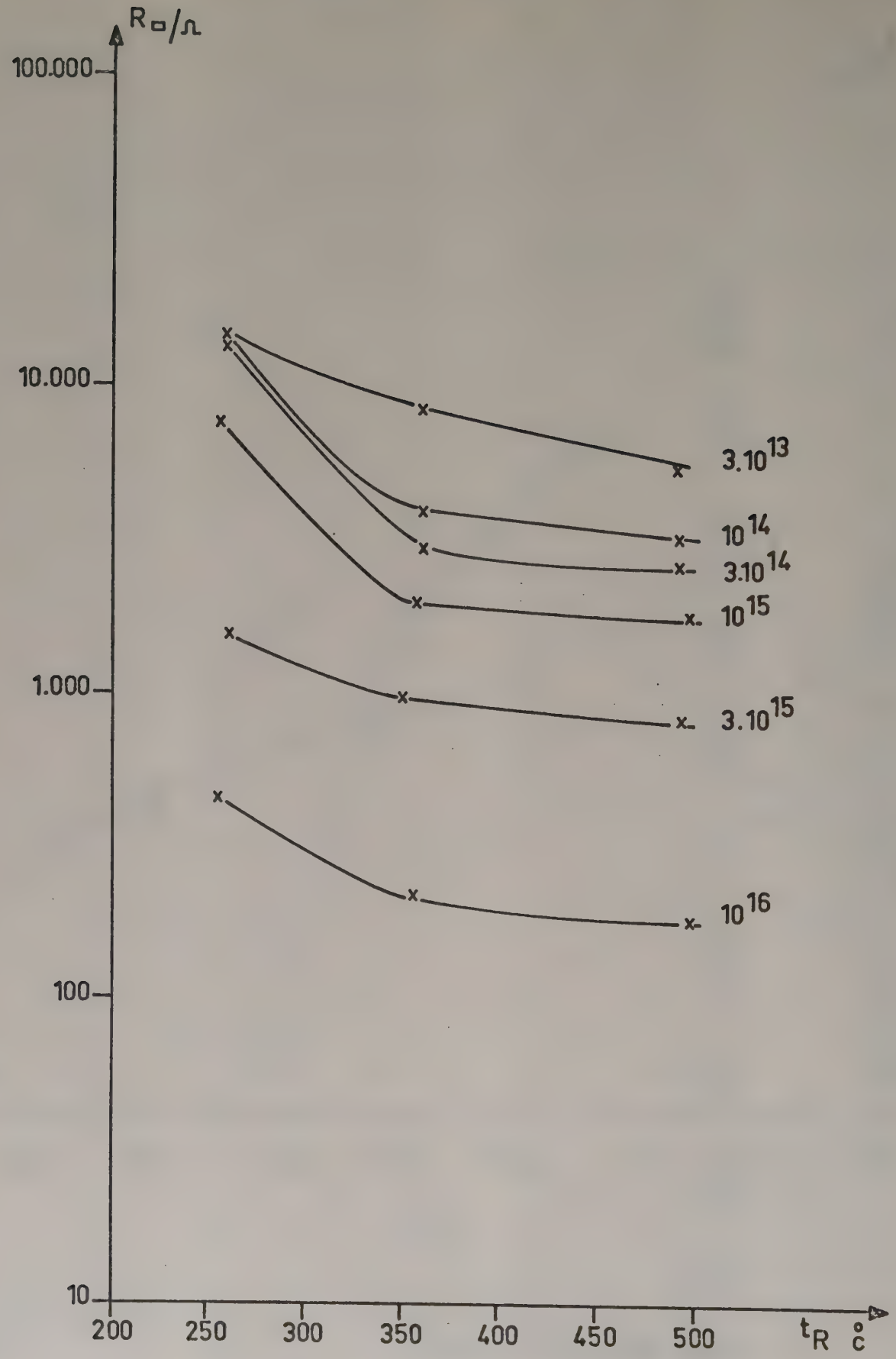


fig.44

BORE IMPLANTE à 15 kV

RECUIT à 490° C

VARIATIONS DE LA RESISTANCE AVEC LA DOSE IMPLANTEE



Bore implanté à 15 kev

Variations de la résistance avec la dose et le recuit

fig. 45

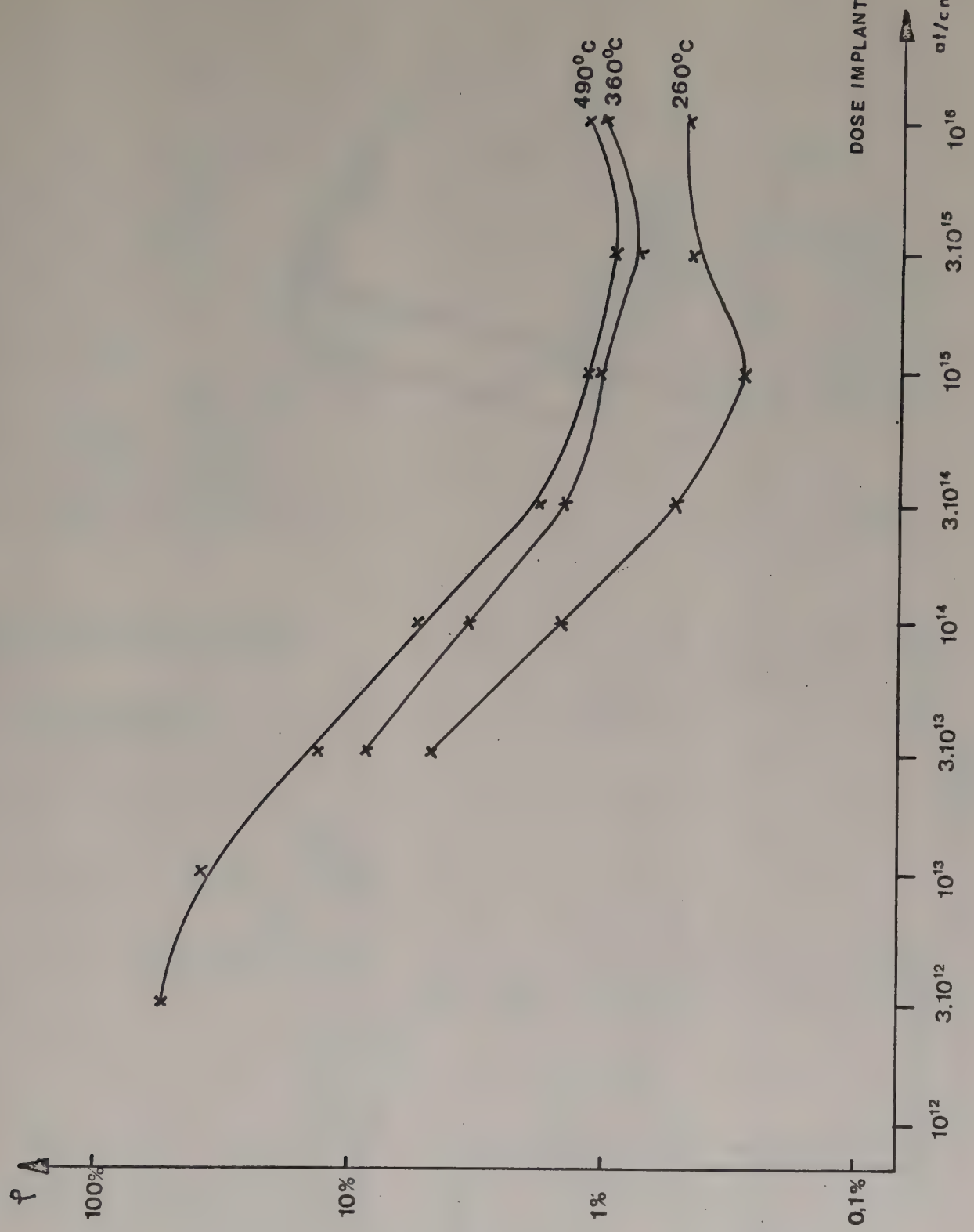


fig. 46

BORE IMPLANTE A 15 KV

VARIATIONS DU RENDEMENT D'IMPLANTATION EN FONCTION DE LA DOSE ET DU RECUIT.

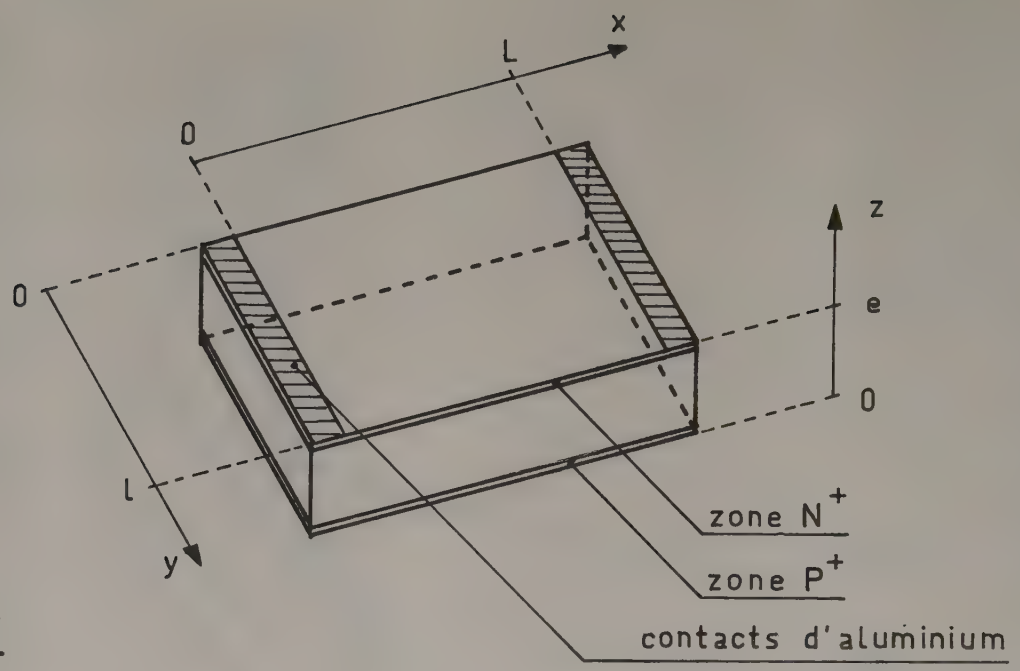


fig. 47

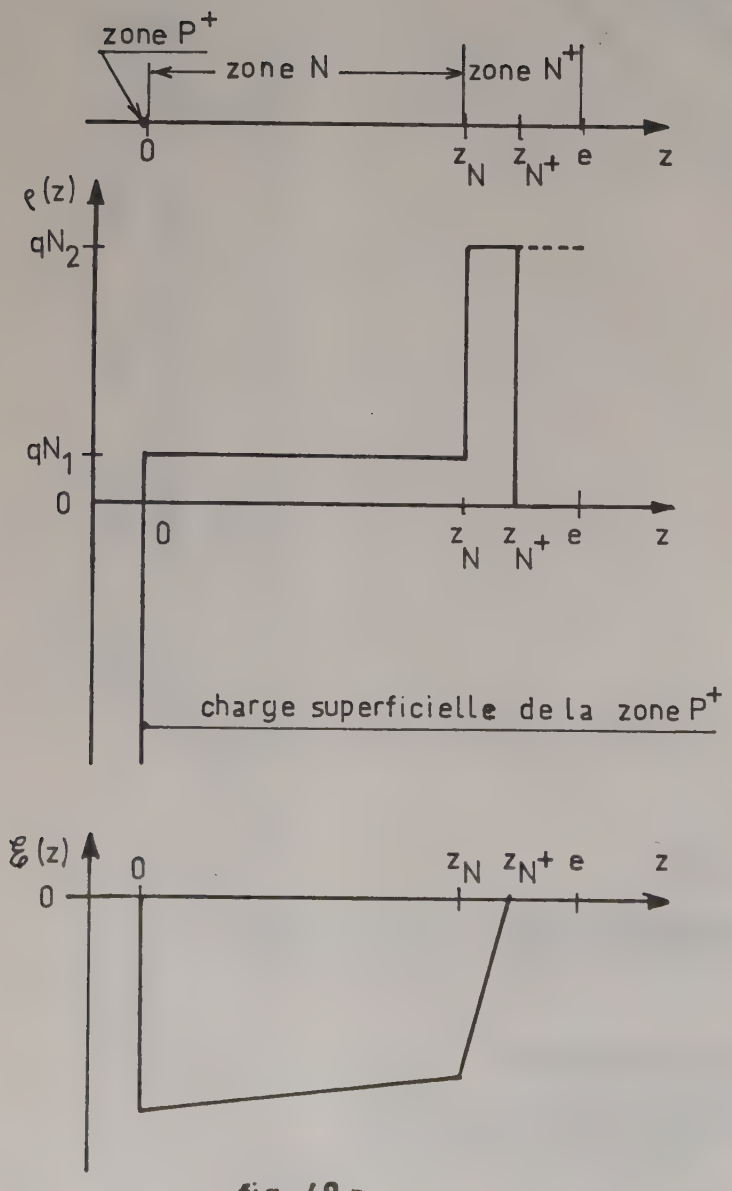


fig. 48 a

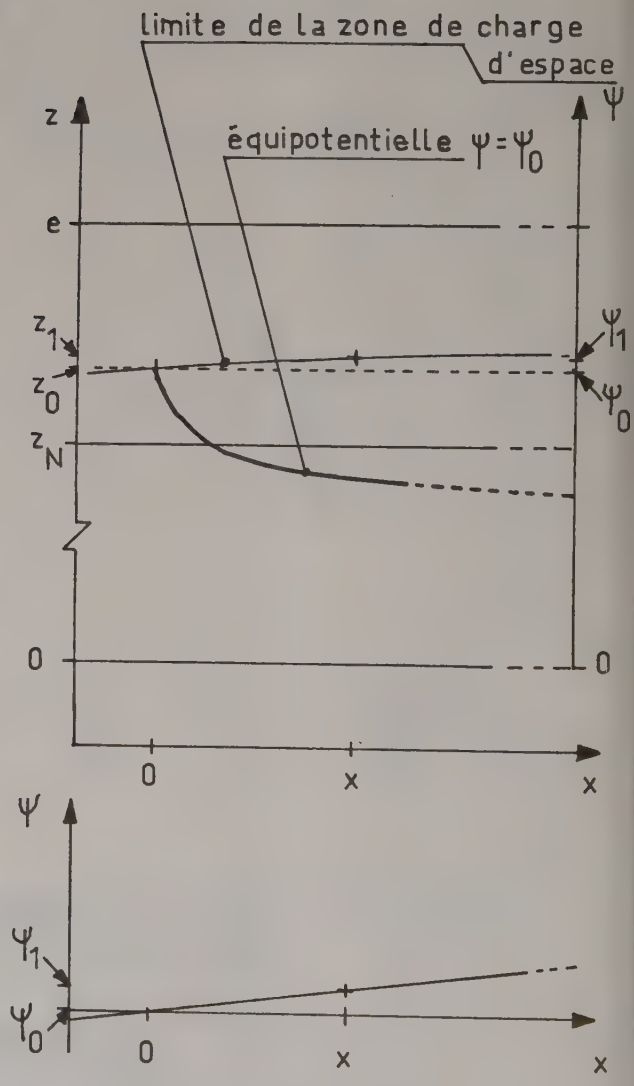


fig. 48 b

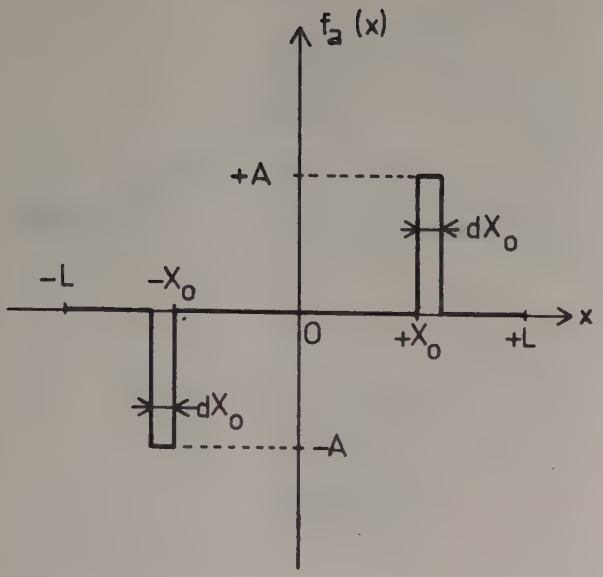


fig. 49 a

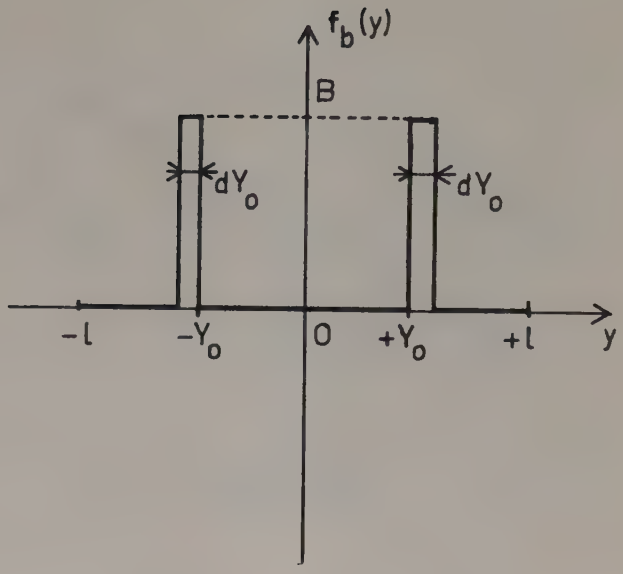


fig. 49 b

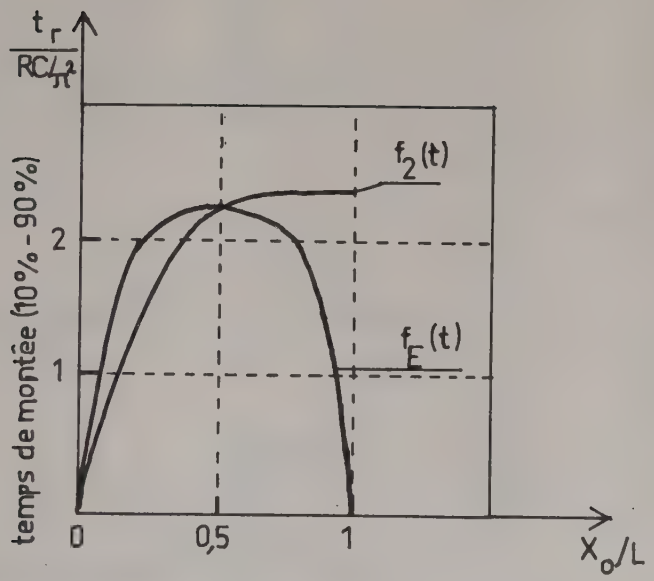


fig. 50

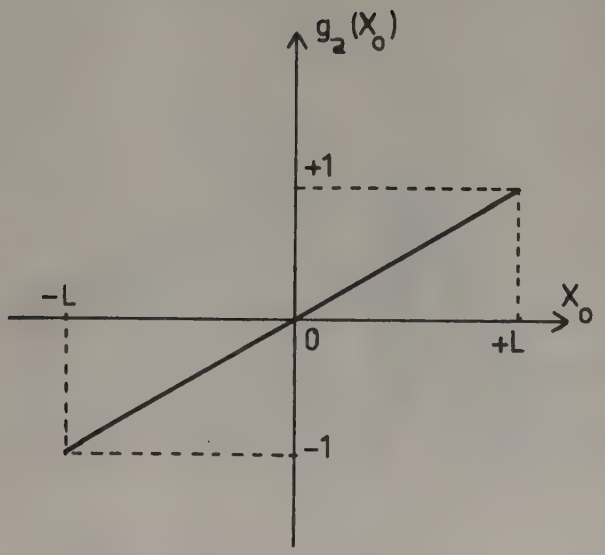


fig. 51 a

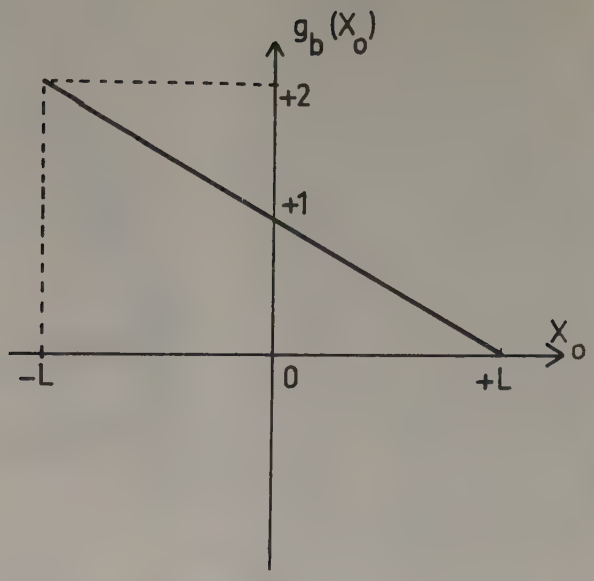
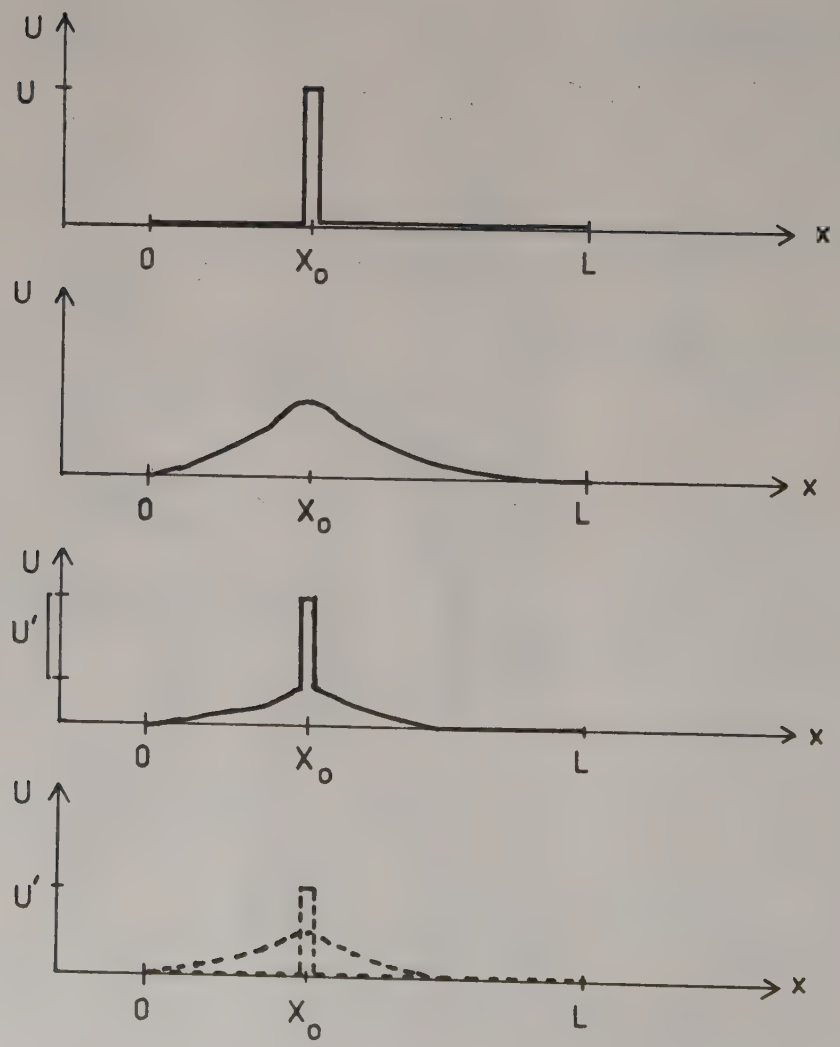


fig.51b

fig.52



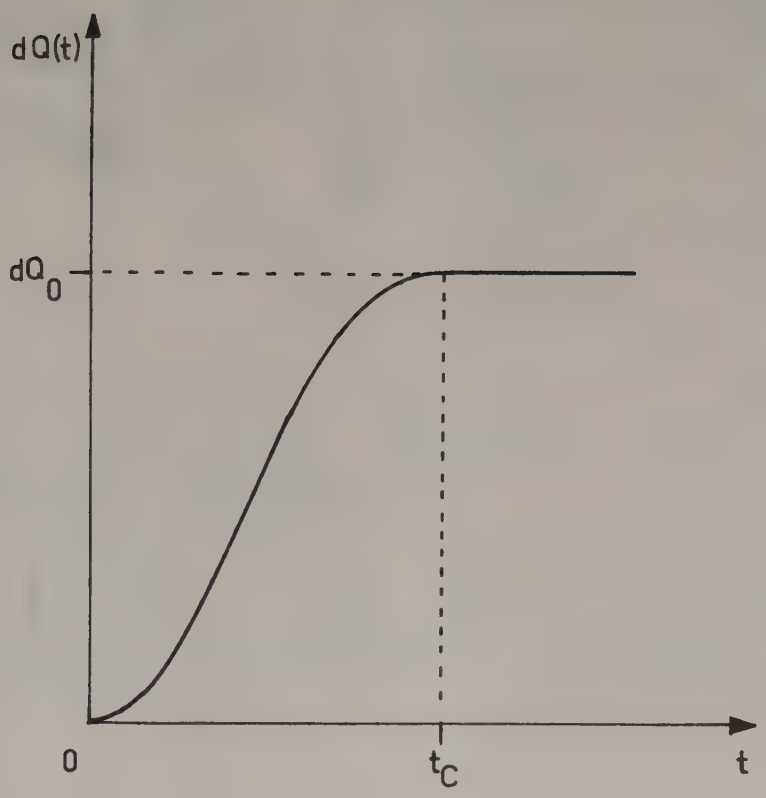


fig.53

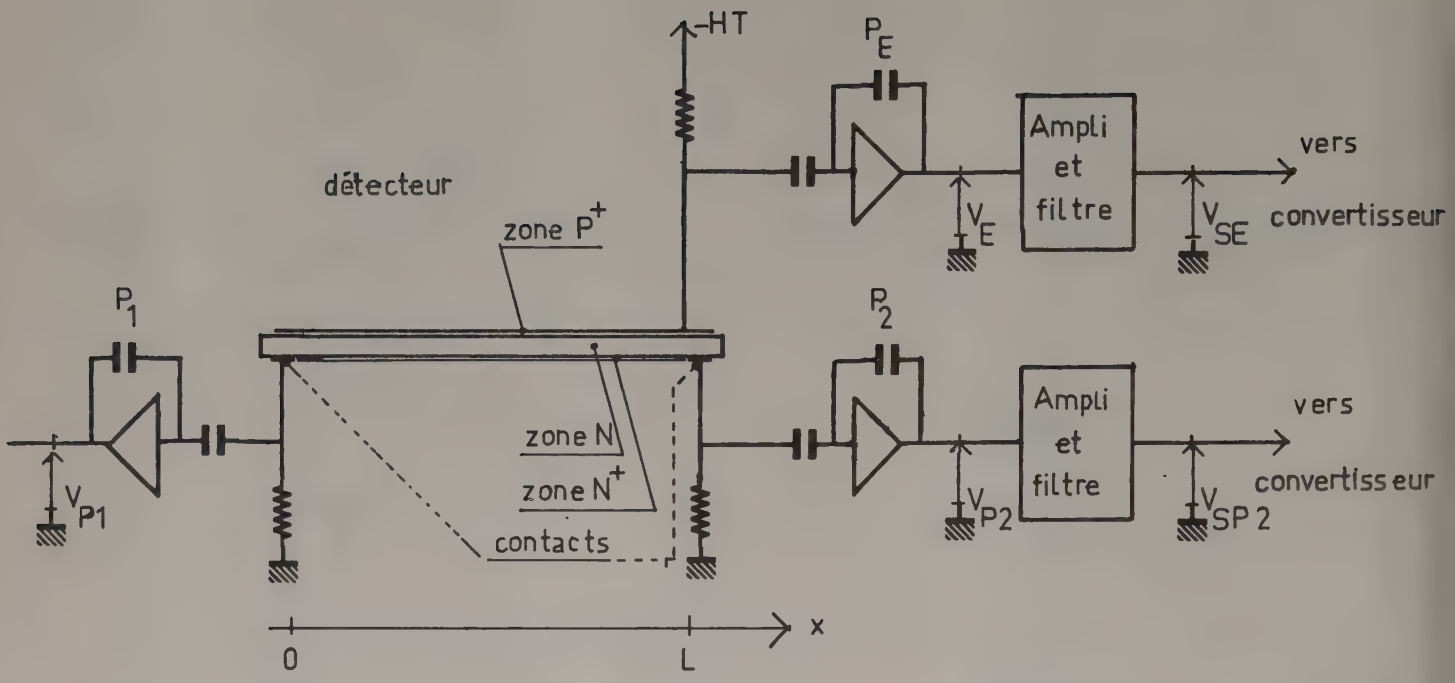
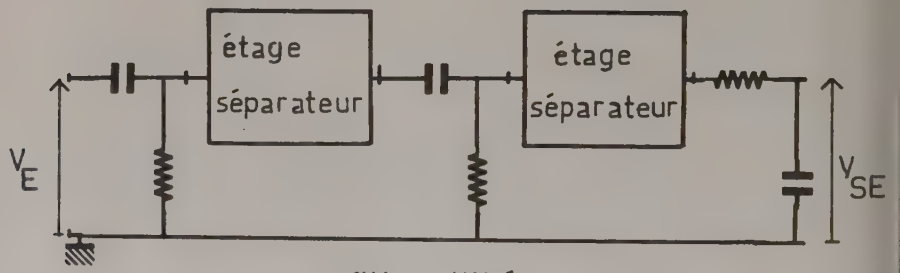


fig. 54



filtre utilisé

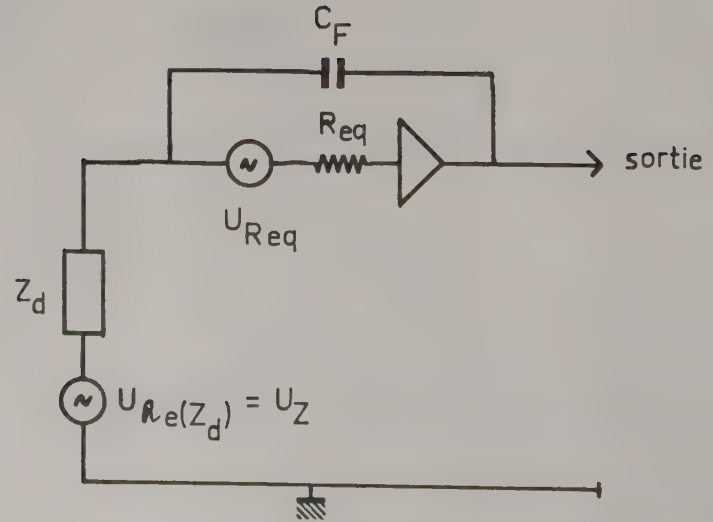
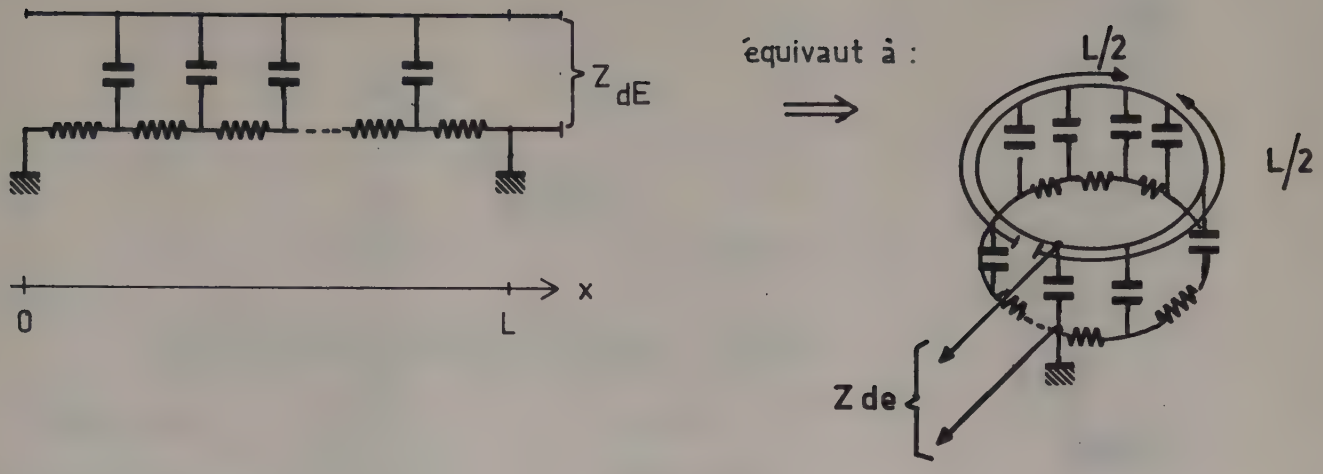


fig. 55


Z_{dE}
x
0
L
équivaut à :
L/2
L/2
Z de

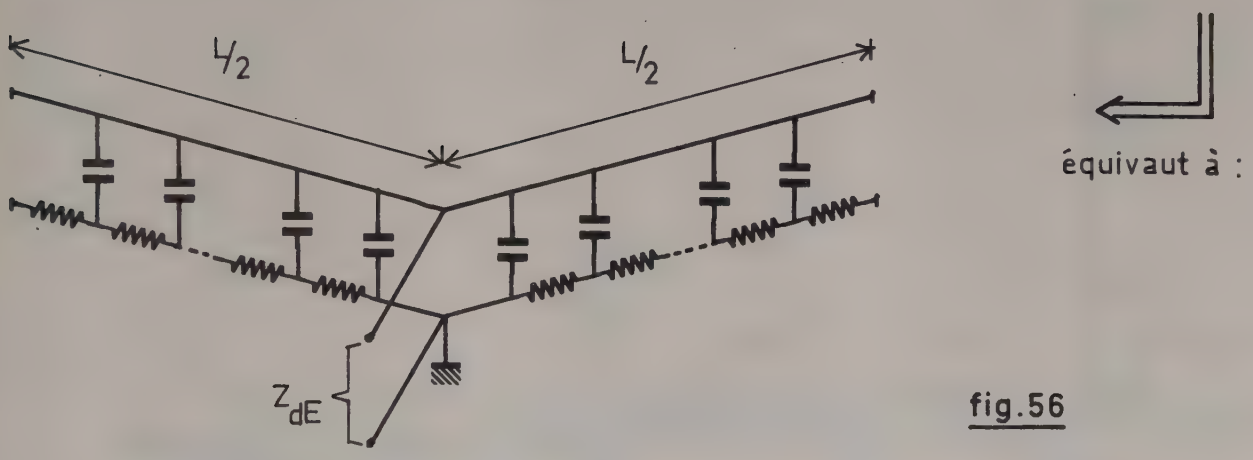

L/2
L/2
Z_{dE}
équivaut à :

fig.56

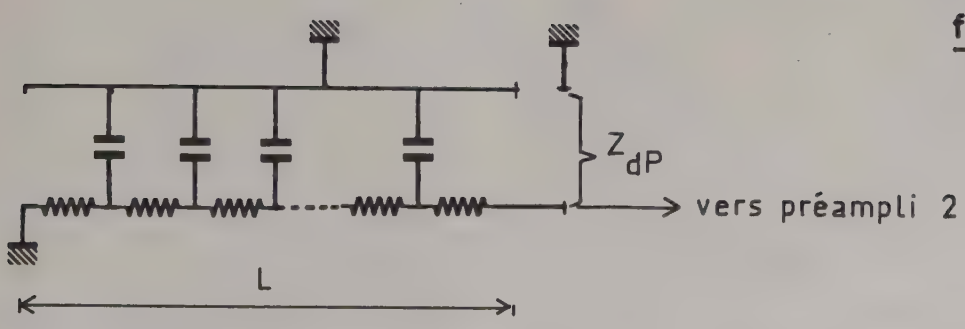
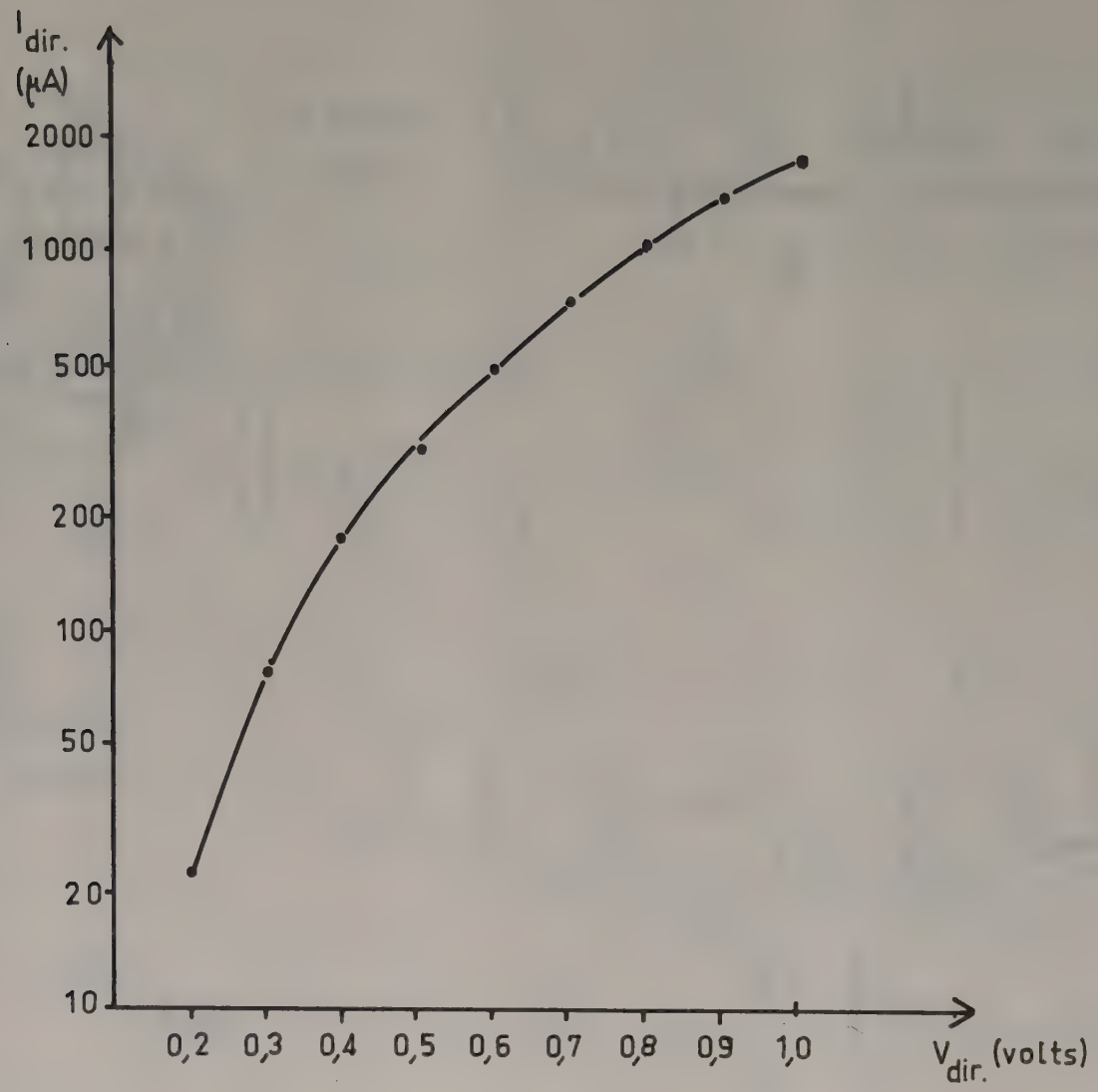

Z_{dP}
vers préampli 2
L

fig.57

fig. 58 : diode n° 2 ; caractéristique directe



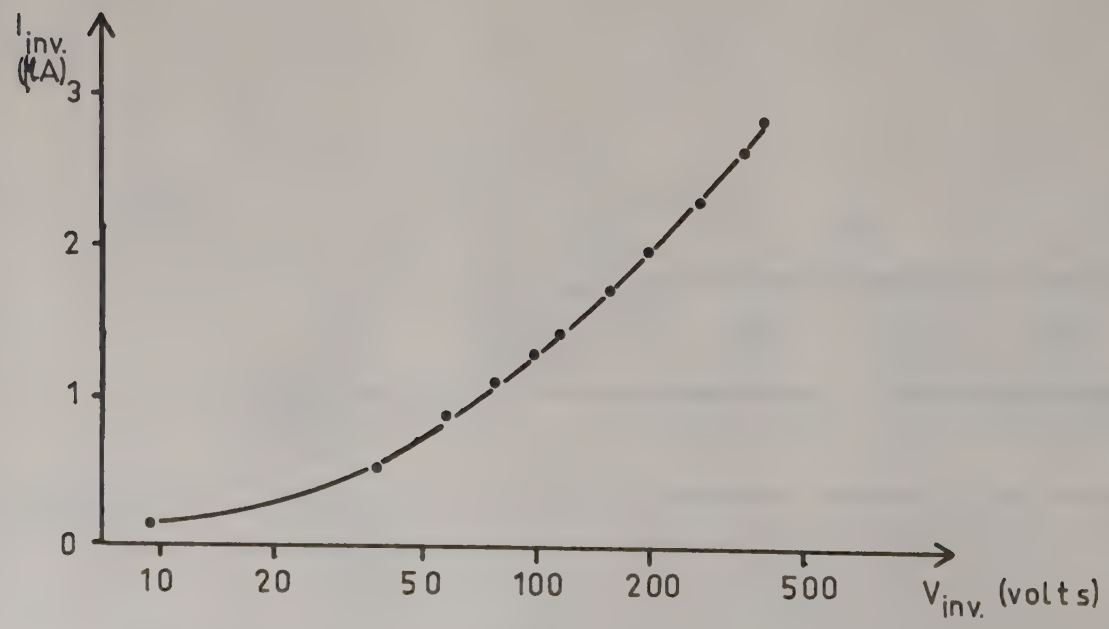


fig. 59 : diode n° 2 ; caractéristique inverse

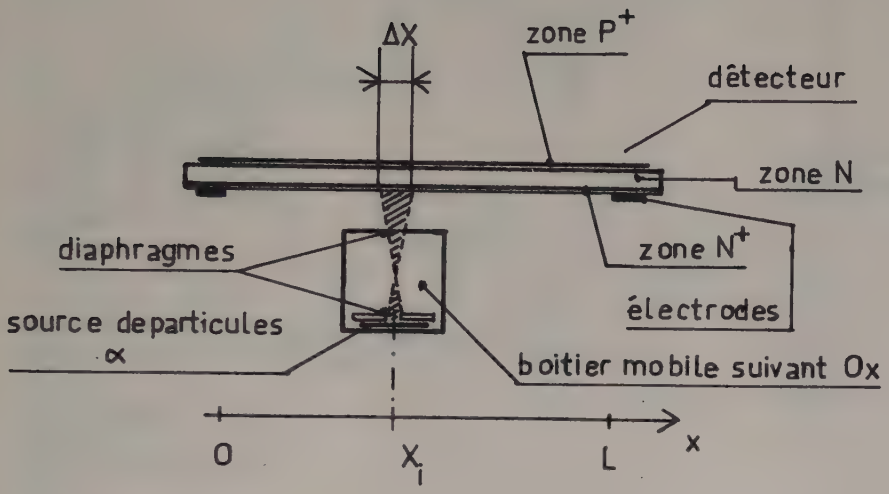


fig.60 a

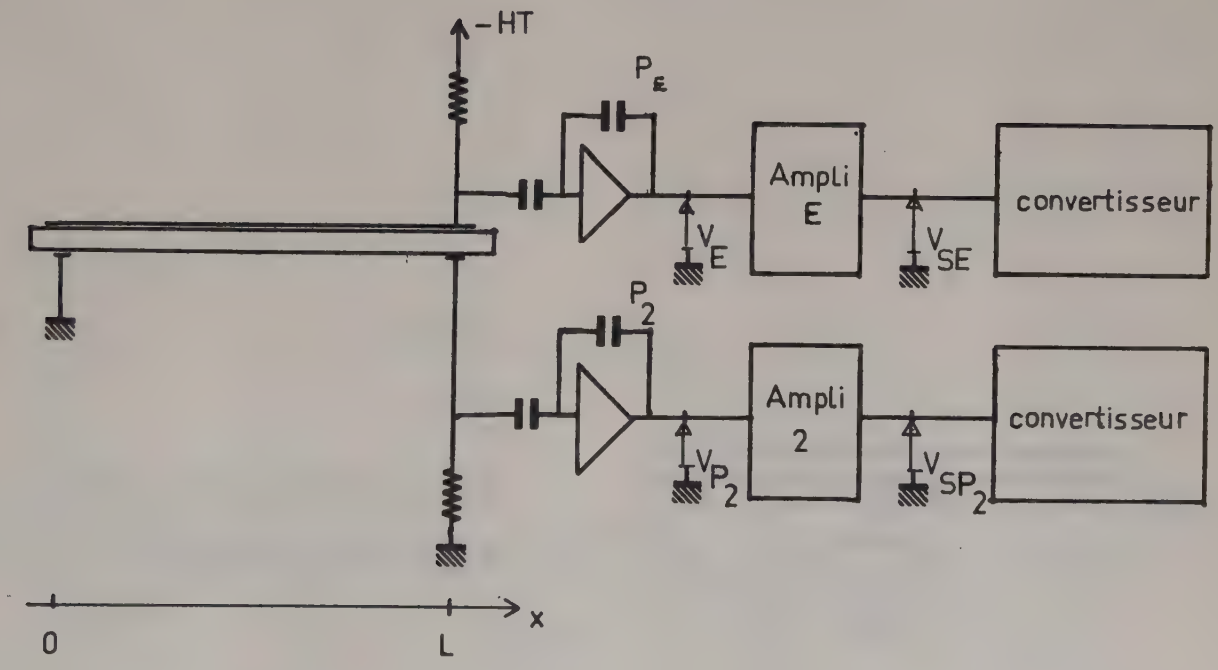


fig. 60 b

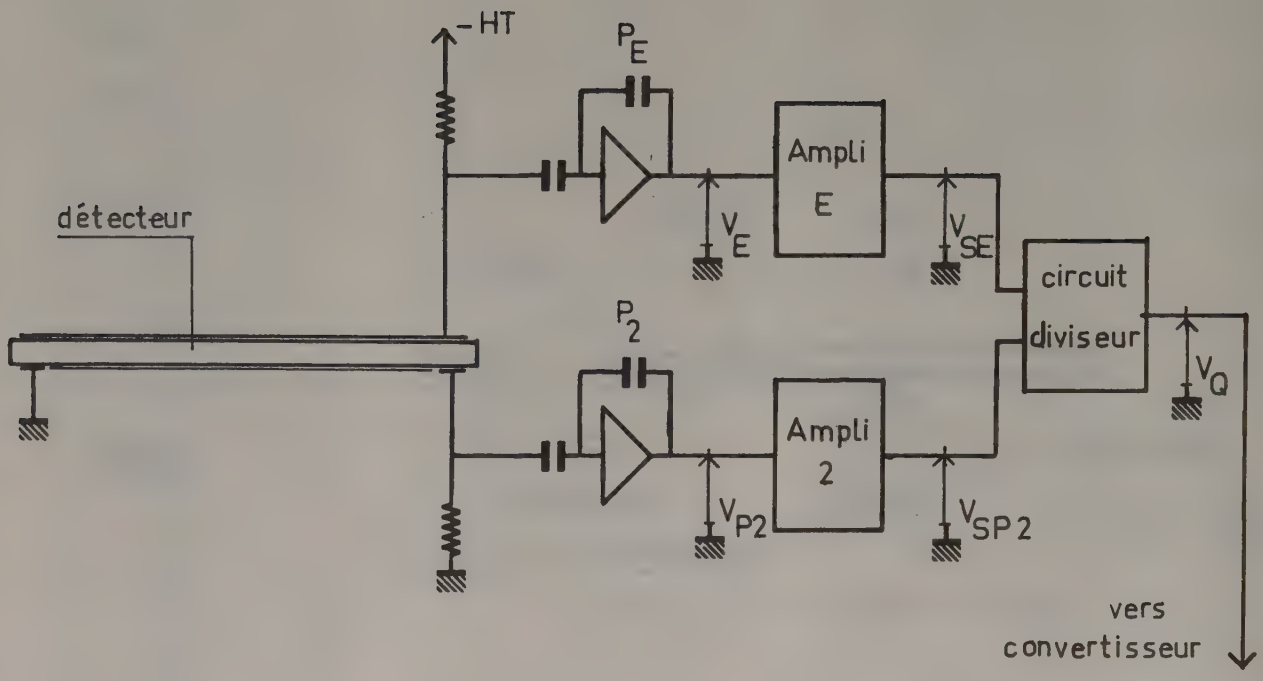


fig. 61 a

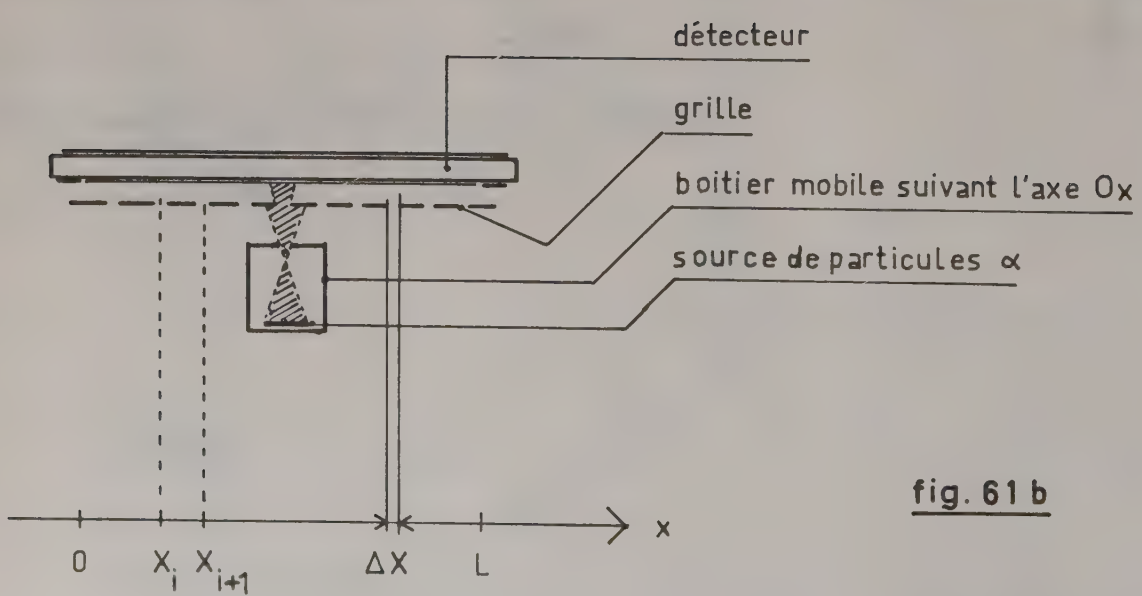


fig. 61 b

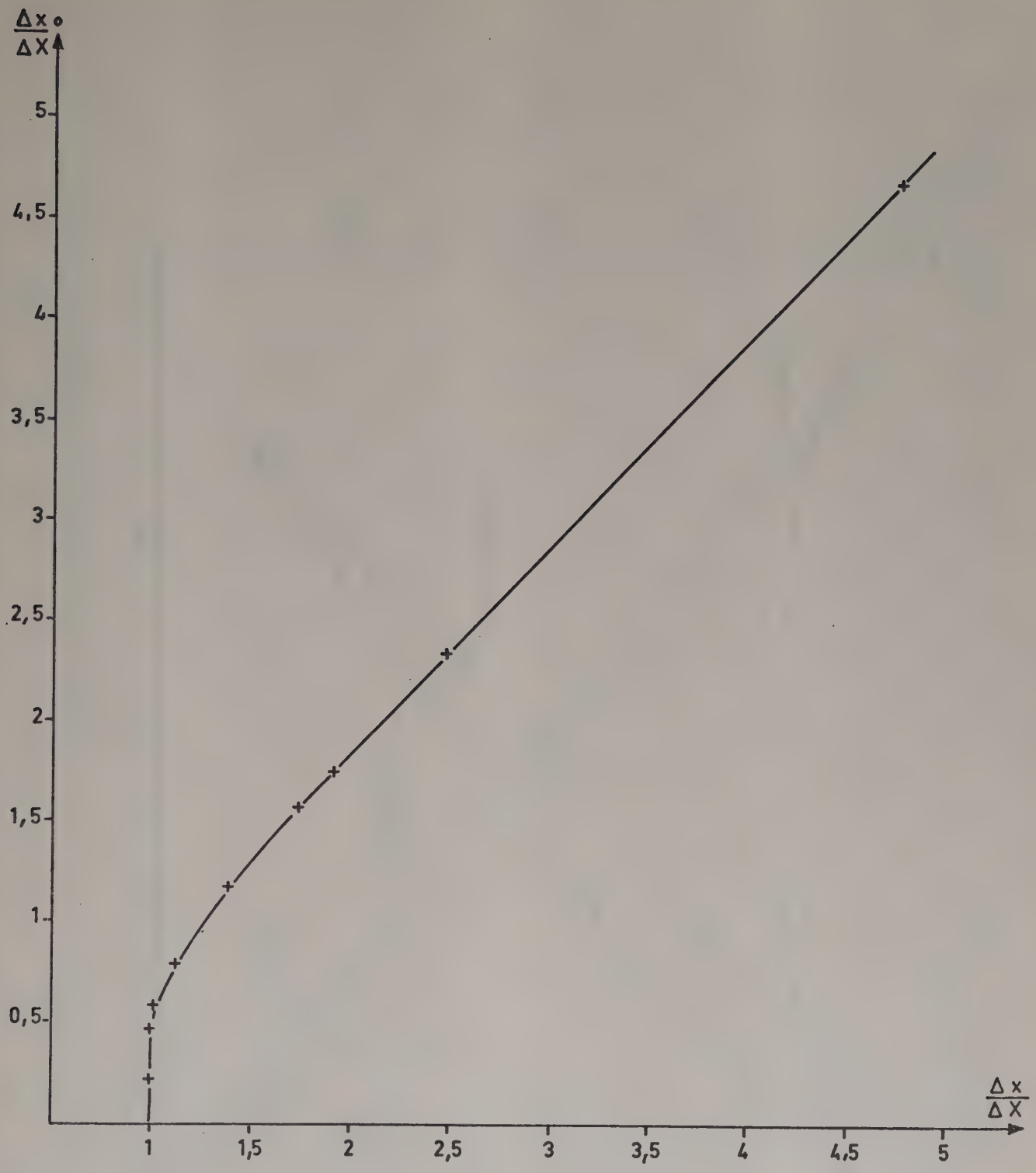


Fig: 62

Résolution en position Δx_0 d'une diode á localisation

en fonction de la largeur apparente Δx
d'une fente de largeur réelle ΔX

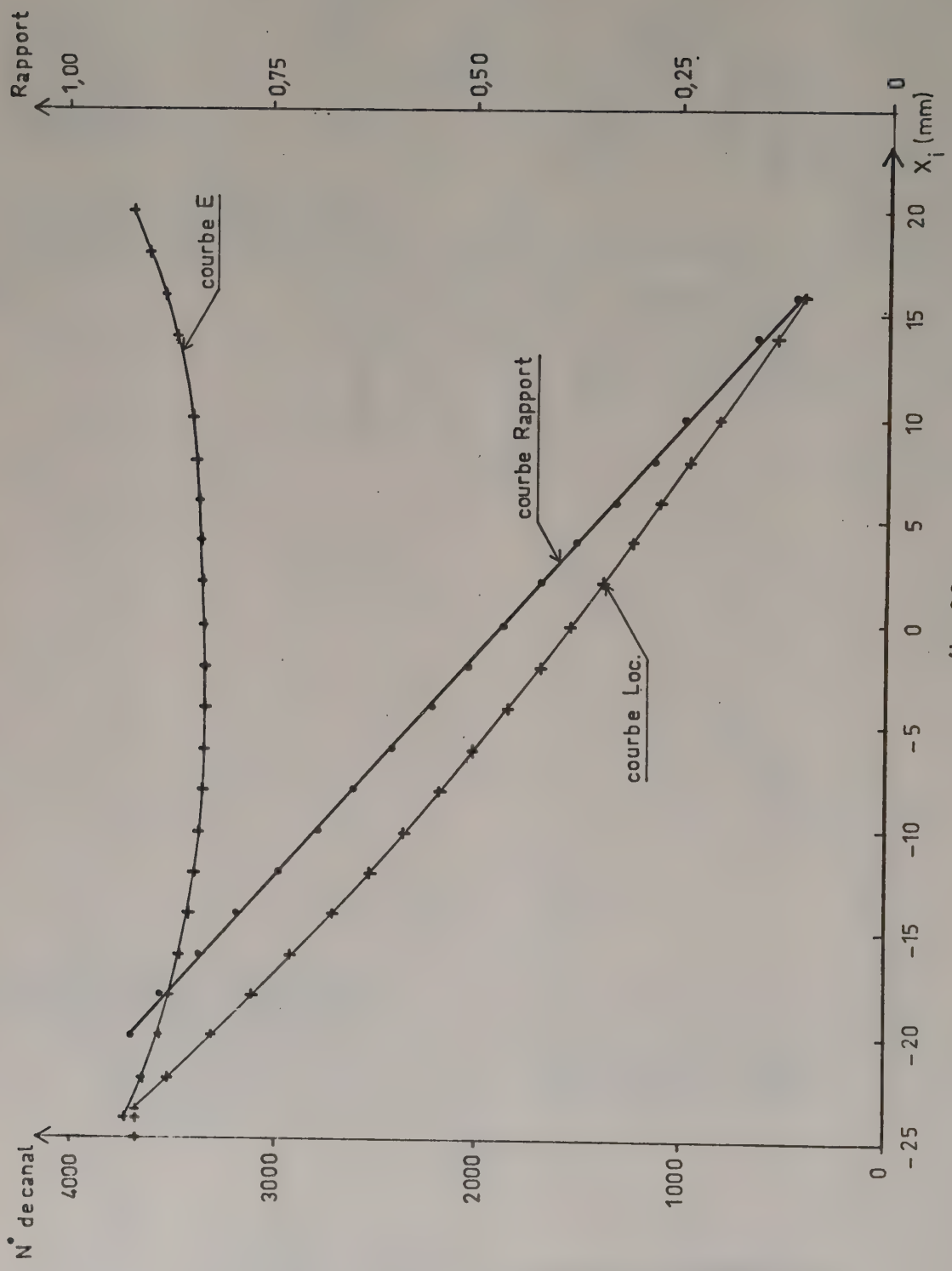

Rapport
1,00
0,75
0,50
0,25
0
courbe E
courbe Rapport
courbe Loc.
N° de canal
4000
3000
2000
1000
0
-25
-20
-15
-10
-5
0
5
10
15
20
X_i (mm)

fig. 63

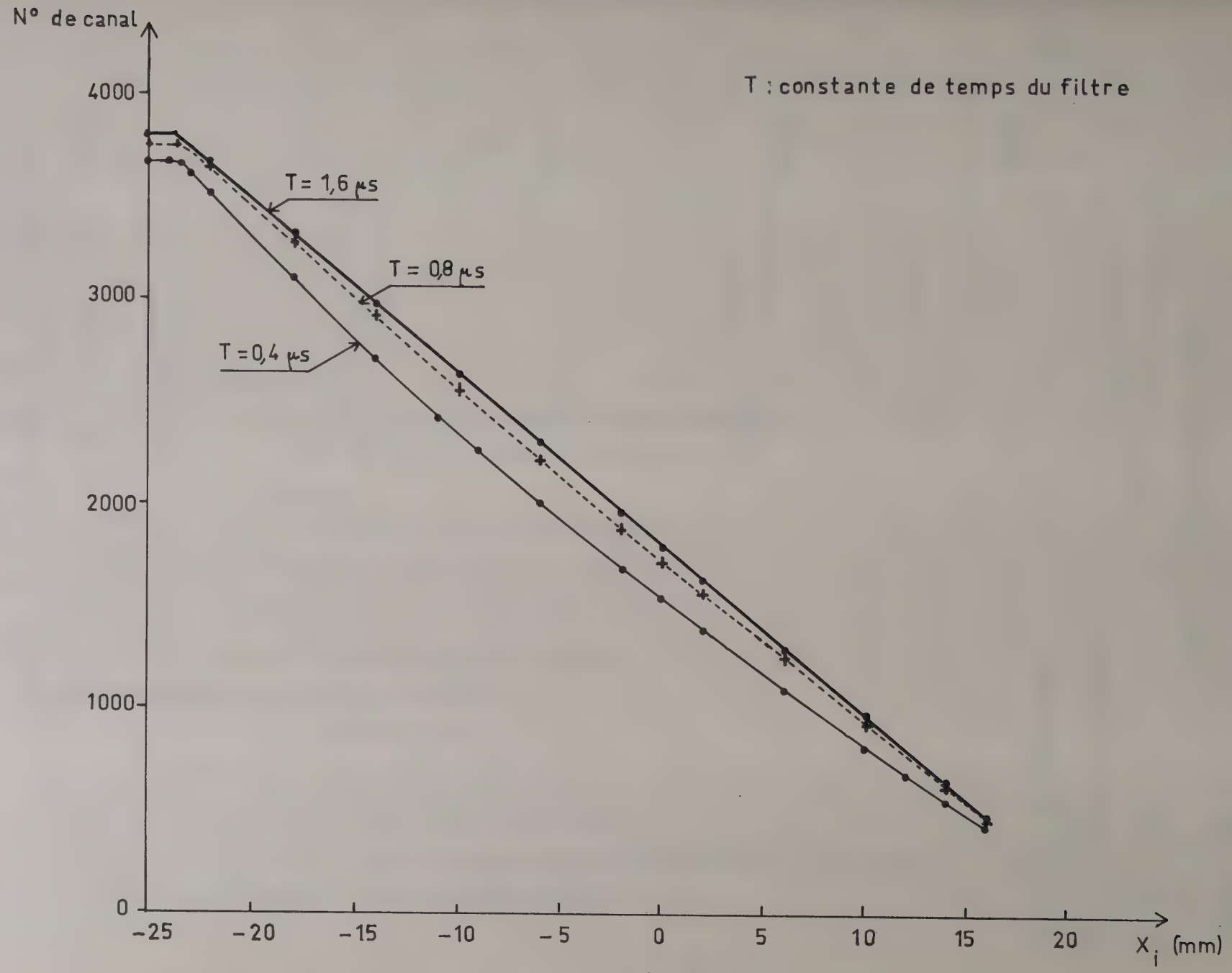

N° de canal
T : constante de temps du filtre
T = 1,6 µs
T = 0,8 µs
T = 0,4 µs
4000
3000
2000
1000
0
−25
−20
−15
−10
−5
0
5
10
15
20
X_i (mm)

fig. 64

DIODE : n°2

C : 40 pF
R : 3,6 KΩ
V : 110 V
Grille: fentes de $^{2}/_{10}$ mm
Pas: 2,54 mm
α : 8,77 et 6,08 MeV

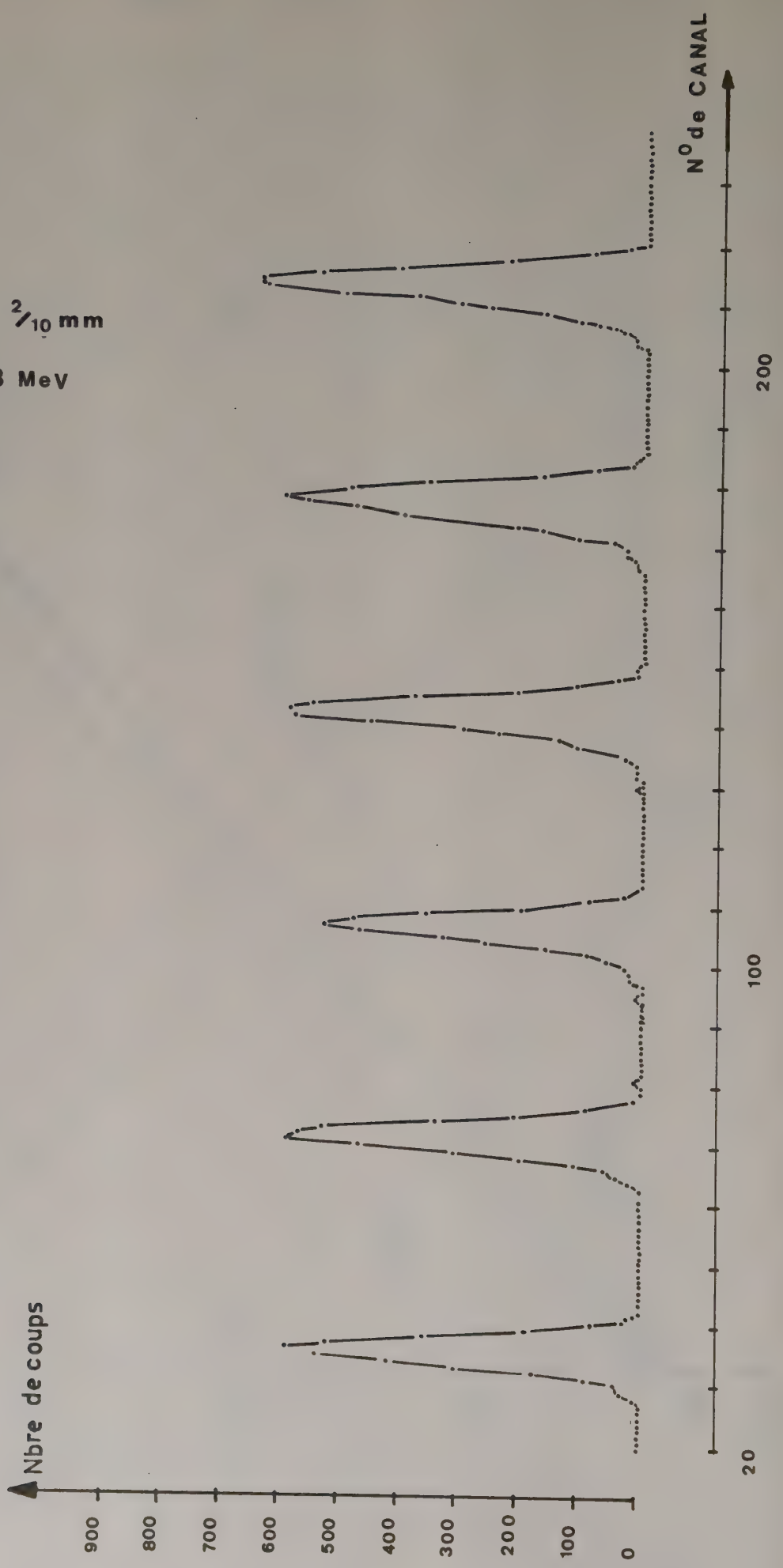


fig. 65 LOCALISATION

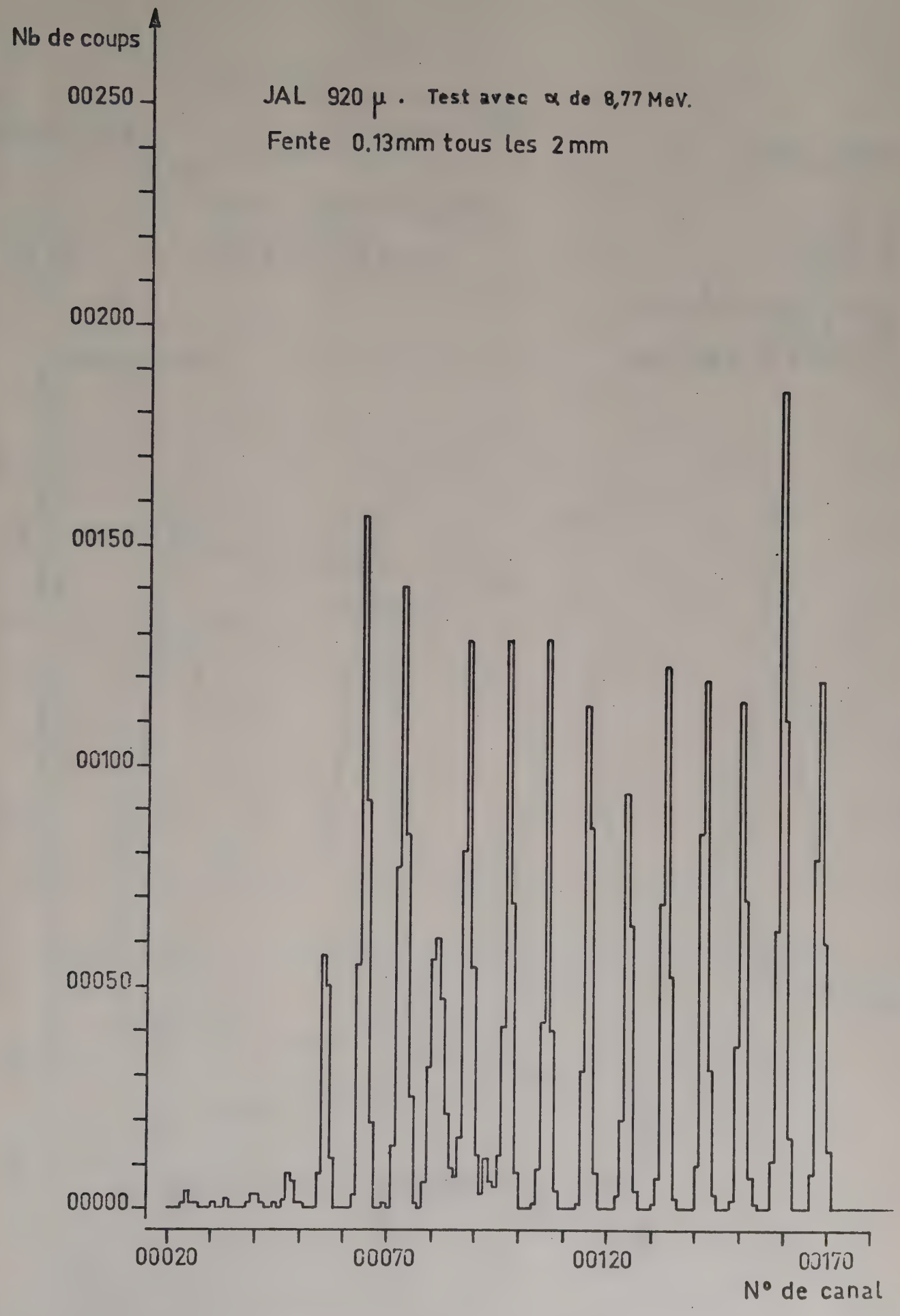

Nb de coups
00250
00200
00150
00100
00050
00000
JAL 920 µ . Test avec α de 8,77 MeV.
Fente 0.13mm tous les 2 mm
00020
00070
00120
00170
N° de canal

Fig.66

DIODE: N°4

C: 40 pF
R: 54 KΩ
V: 100v
Grille: fentes de $^{2}/_{10}$ mm
Pas: 2,54mm
α : 8,77 et 6,08 Mev

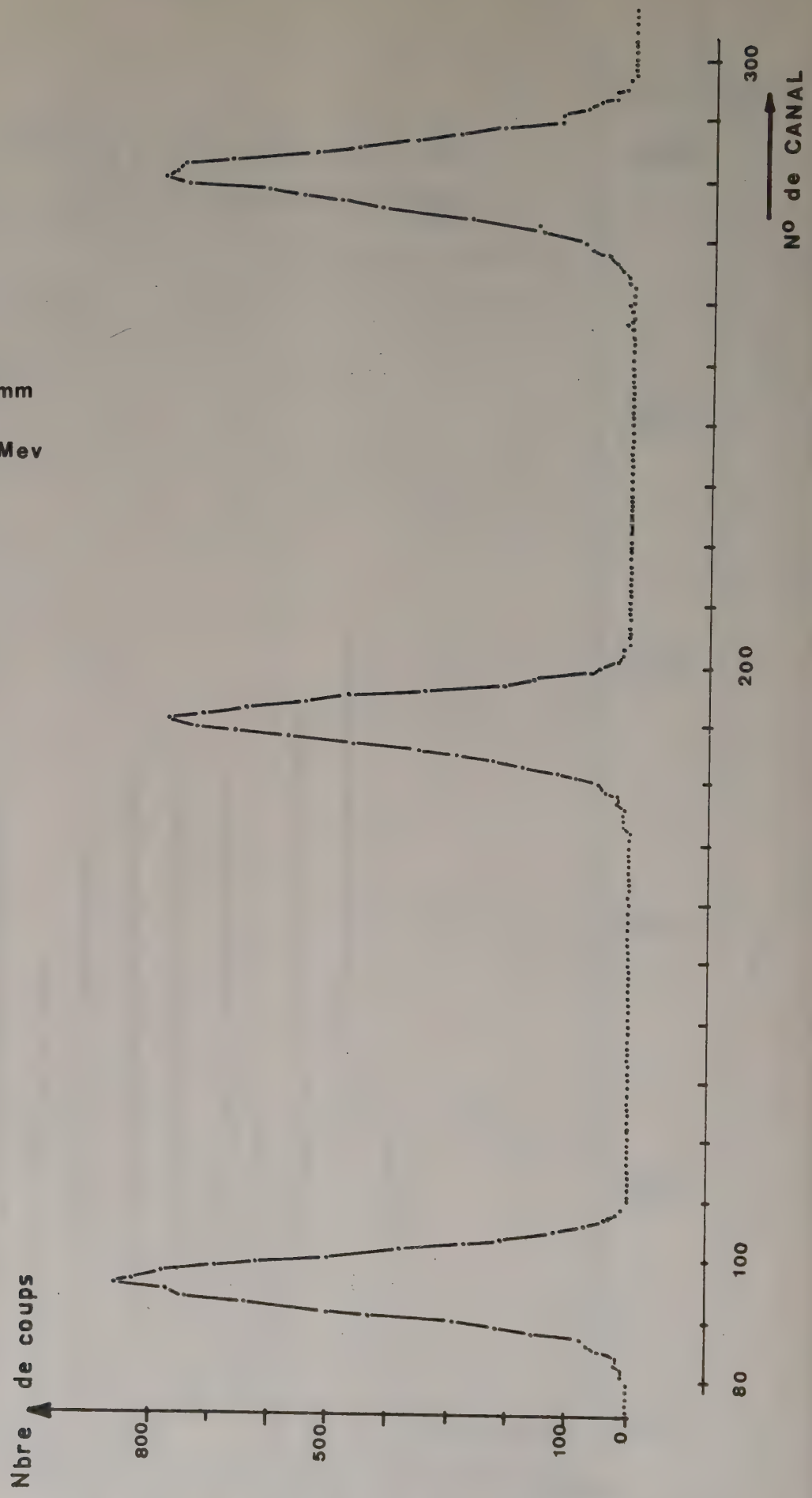


fig.67 LOCALISATION

DIODE N° 6

S : 7 cm²
C : 155 pF
R : 12 kΩ
V : 160 v

Grille : fentes de $^{2}/_{10}$ mm
Pas : 2,54 mm
α : 8,77 et 6,08 Mev

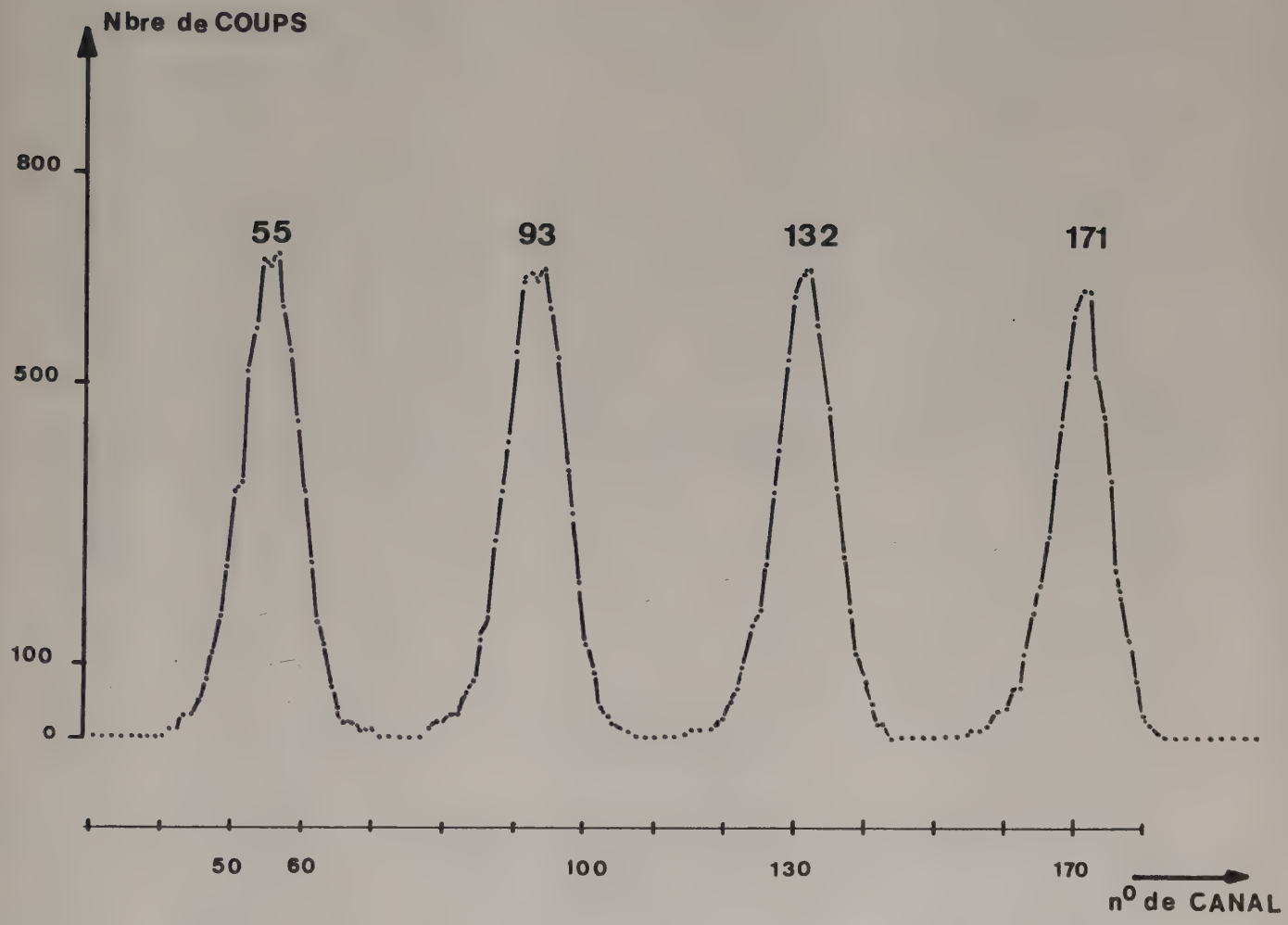


fig. 68

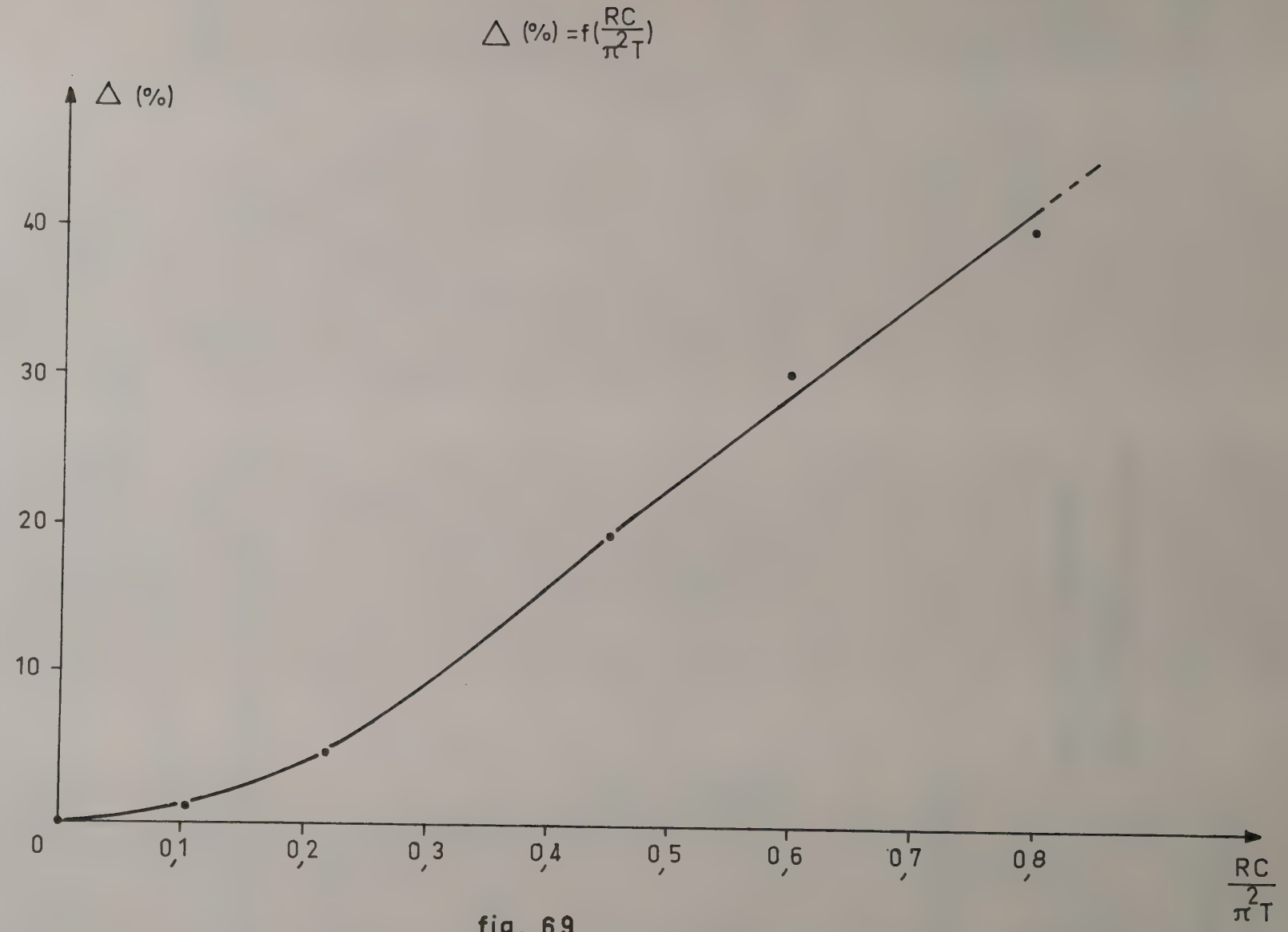

Δ (%) = f($\frac{RC}{\pi^2 T}$)
Δ (%)
40
30
20
10
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
$\frac{RC}{\pi^2 T}$

fig. 69

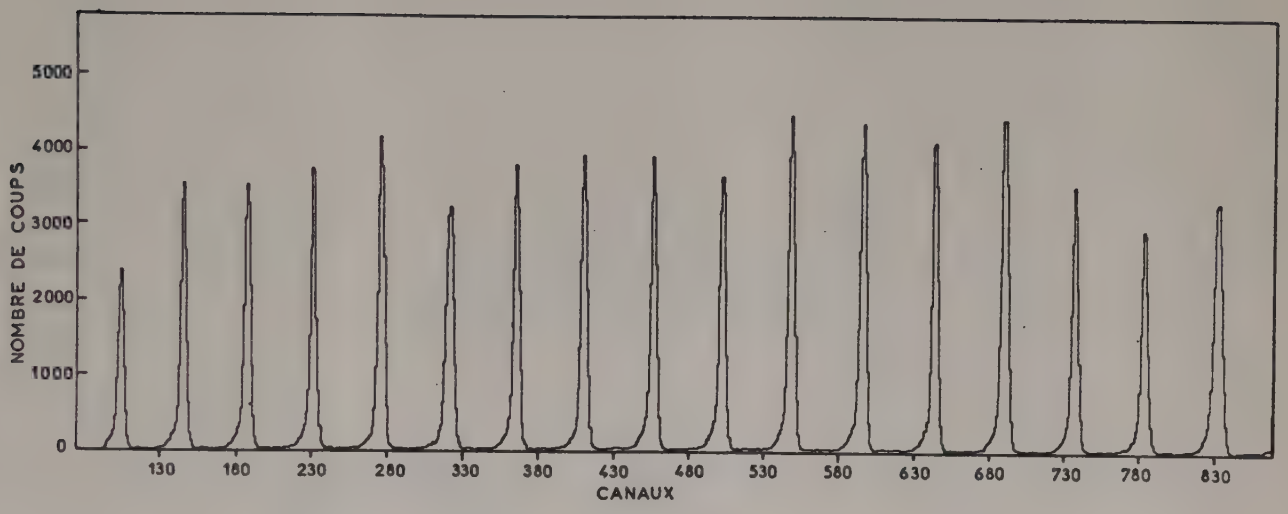


Fig.70

DETECTEUR A LOCALISATION
TYPE BARRIERE DE SURFACE

10 mm × 40 mm × 900 µ

Largeur des fentes 0.1 mm tous les 2 mm
Résolution en localisation pour ^{16}O de 48 MeV
0.2 mm fentes comprises

Mesures à la température ambiante

Vu et approuvé

ORSAY, le 30 novembre 1972

Le Vice-Président du Centre d'Orsay